TURING 图灵电子与电气工程丛书

WILEY

电磁兼容导论

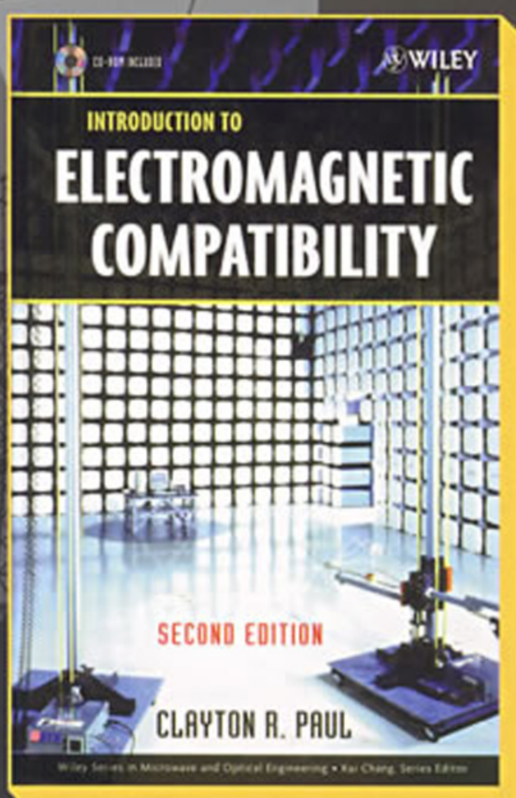
（第2版）

Introduction to Electromagnetic Compatibility

(Second Edition)

[美] Clayton R. Paul 著

闻映红 等译



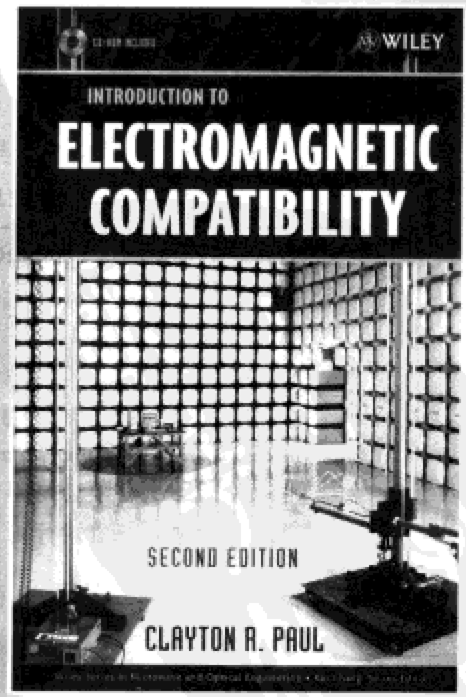
人民邮电出版社
POSTS & TELECOM PRESS

TURING 图灵电子与电气工程丛书

电磁兼容导论（第2版）

Introduction to Electromagnetic Compatibility (Second Edition)

[美] Clayton R. Paul 著
闻映红 等译



人民邮电出版社
北京

图书在版编目（CIP）数据

电磁兼容导论（第 2 版）/（美）保罗（Paul, C. R.）著；闻映红等译.
—北京：人民邮电出版社，2007.9
（图灵电子与电气工程丛书）

ISBN 978-7-115-16251-9

Ⅰ. 电…　Ⅱ. ①保…②闻…　Ⅲ. 电磁兼容性—概论　Ⅳ. TN03

中国版本图书馆 CIP 数据核字（2007）第 071321 号

内容提要

本书全面系统地讲述电磁兼容（EMC）的基本原理及其应用，包括EMC概论、电子系统的EMC要求、电磁场理论、传输线、天线、元件的非理想性能、信号谱、辐射发射和敏感度、传导发射和传导敏感度、串扰、屏蔽、静电放电、EMC的系统设计等内容。

本书讲述深入浅出，配合典型例证，实用性强。本书可作为高等院校相关专业电磁兼容课程教材，也可供EMC设计开发人员参考。

图灵电子与电气工程丛书

电磁兼容导论（第 2 版）

◆ 著　　[美] Clayton R. Paul
　译　　闻映红　等
　责任编辑　朱　巍

◆ 人民邮电出版社出版发行　北京市崇文区夕照寺街 14 号
　邮编　100061　电子函件　315@ptpress.com.cn
　网址　http://www.ptpress.com.cn
　北京铭成印刷有限公司印刷
　新华书店总店北京发行所经销

◆ 开本：700 × 1000　1/16
　印张：40.25
　字数：955 千字　　2007 年 9 月第 1 版
　印数：1 – 4 000 册　　2007 年 9 月北京第 1 次印刷

著作权合同登记号　图字：01-2006-3209 号

ISBN 978-7-115-16251-9/TN

定价：99.00 元

读者服务热线：(010)88593802　印装质量热线：(010)67129223

译　者　序

电磁兼容界权威Clayton R. Paul先生在继1992年出版了《电磁兼容导论》这本教材后，于2005年出版了该教材的第2版。第2版较之第1版，内容更丰富，编排的章节结构也更合理。另外，随着各国电子产品准入制度的变革，EMC的重要性在全球的提升有目共睹，各国的EMC标准也趋于严格和普遍，因此，各方面对EMC人才的需求越来越多，要求也越来越高。这就要求作为EMC基础教材的本书也要随着时代的发展、随着EMC的发展而发展。也正基于此，在2005年笔者翻译了第1版的《电磁兼容导论》后，也承担了新版的翻译工作。

《电磁兼容导论（第2版）》有了实质性的改写和修正，目的是要及时反映EMC领域的实际发展，如第2章中的修改都是为了反映美国和全世界政府对涉及EMC规范的修订。第4章中增加和强调了信号完整性这部分内容，这主要是因为数字电路发展到现在，速度越来越快，10年以前考虑问题、解决问题的方式方法已经不再适用。另外，在第10章中引入了数值计算方法，能使我们更好地利用现代的计算机技术去分析复杂的电磁现象。第2版还增加了几个附录，作者在附录中给出了几个有用的计算机程序，以便于读者更好地掌握本书的基础理论知识。

本书的出版得到了北京交通大学电子学院和人民邮电出版社的大力支持，也凝聚了许多同学的共同努力，在这里，译者衷心感谢宋维嘉、李焕然、李莹莹、肖猛和单秦同学为本书的翻译整理校对和图文录入所付出的辛勤劳动。因译者水平和时间所限，本书内容不当之处，敬请各位同行指正。

译　者

2007年6月

前　言

本书可作为大学电磁兼容（EMC）课程的教材，也可作为对EMC设计感兴趣的专业工程人员的参考书，其第1版出版于1992年。读者此前应该已经学习了大学本科电气工程专业的基本课程——电路分析、信号与系统、电子学和电磁场。本书构筑于这些基本技能、基本概念和基本原理之上，并将它们应用于现代电子系统的设计中，以使得这些系统可以与其他电子系统兼容运行，同时也使得它们能符合各项有关辐射电磁发射和传导电磁发射的政府法规。实质上，EMC主要解决干扰问题，以及在电子系统的设计过程中防止干扰的产生。

如电路分析和电子学等其他更传统的科目一样，EMC课程很快成为了电气工程（EE）学科的一个重要分支。笔者早在上世纪80年代就在肯塔基大学为电气工程本科生开设EMC方面的选修课，至今这一课程还在继续开设，笔者目前所在的Mercer大学也把EMC作为选修课开设。EMC课程日益重要，部分源于当今现代化社会中数字电子产品的快速发展和广泛应用。目前，美国乃至全世界的很多学校的电气工程课程表中都有EMC的身影。毫无疑问，开设EMC课程的学校的数量也将持续快速增长。EMC的重要性如此快速提高的原因归结于：（1）当今社会中数字电子产品的快速发展和广泛应用；（2）全世界范围对数字电子产品的辐射和传导噪声发射强制实施政府限制。1979年以前，美国不限制其境内所销售数字电子产品的电磁噪声发射。数字电子产品的制造商自愿采用各自限值以制造出其电磁发射不会干扰其他电子设备的合格产品。此外，制造商还测试其产品，以确定产品对其他干扰源的电磁发射的敏感度，从而使产品能在预期环境中可靠工作。1979年，美国联邦通信委员会（FCC）颁布了一项法律，对所有在美国市场上出售的数字设备（使用9kHz或以上时钟的设备和使用“数字技术”的设备）的辐射发射和设备电源线上的传导发射实施法定限值，这将本来是制造商自愿做的事情转变成了必须做的法定要求。这使得在美国市场上出售的数字设备的噪声发射必须低于FCC设定的限值；否则，无论设备多么创新，它都是不合法的。全世界的许多国家主要是欧洲国家，已经在本地颁布了类似的法律。这使得生产电子产品的公司在产品设计上有了极大的变化。产品具有一定创新性的用途和功能已经不再是最关键的问题，它如果不遵循这些法定限值，就不能投放市场。

自本书1992年面世以来，EMC领域发生了一些重大变化，其重要性在大学教育乃至整个电子行业中都大大增加了。作为美国生产的电子产品的主要市场，欧洲国家组成了欧盟，采用比上世纪末更加严格和深入的EMC标准。数字产品的处理速度（时钟和数据传输速度）在以激动人心的速率提高。20世纪80年代中期，时钟速度还是数十兆赫兹（MHz）的数量级，而现在个人计算机的时钟频率可达3GHz以上，在美国其售价还不到500美元，这大大增加了产品符合政府规定的EMC标准的困难。数字设备的低价

和高速度意味着，既要增加手段使设备符合EMC标准，又要避免不必要的花费，采用有效的EMC设计至关重要。现如今，即使模拟系统的使用频率也逐步提高到GHz范围，要找到一个设备（包括洗衣机、汽车等）不使用数字电路提高产品性能很困难。综上所述，强制性的政府法规要使数字产品的电磁噪声发射最小，产品开发周期缩短和开发成本快速降低，这些都表明所有电气工程师必须接受适当的EMC设计技术的培训。没有经过EMC设计培训的电气工程师在工作中将遇到很大困难。

本书进行了大幅度的改写和修正，以反映EMC领域的发展。本书对多章进行了重新排序，并对其内容做了修正。第1章基本上保留了第1版的内容，增加了对电磁波概念的重要讨论。第2章虽然保持了其在大纲中的原来位置，但进行了大量的修改，以反映美国和世界各国政府对法规标准的重大修订。第3章来自第1版中的第7章，这是因为作者觉得信号谱是EMC中最重要的主题之一，这样的安排会使读者早一步以信号谱的形式来考虑问题。第3章也包含了用SPICE（以集成电路分析为重点的仿真程序）[PSPICE（个人计算机版SPICE）]来计算信号谱的内容。第4章进行了很大的修改，新增了信号完整性的内容。10多年前，当本书第1版刚出版时，时钟和数据速率都在较低的MHz范围，因此印制电路板（PCB）上的连接盘的长度不会有什么影响，它们的电磁效应一般都可以忽略。经过门电路的传输时延为数10ns数量级，是信号传输线引起的时延中的主要时延。现在，PCB上的所有连接盘实际都必须作为传输线来对待，否则，产品将不能正常工作。这是PCB上走线的长度成为波长中的主要部分所带来的结果，因为数字信号的频谱分量大大增加了。这些传输线的匹配现在并不是可有可无的。第4章再次强调了在分析这些引线中SPICE（PSPICE）的使用。第5章来自第1版中的第6章，作为对一些重要概念的初步讨论。这章进行了修改，但保留了原来大部分内容。

第6章基本上与第1版中的第9章相同。它出现在辐射发射的主题之前，笔者认为这样的顺序比较恰当。第7章基本上与第1版中的第5章相同。第8章基本上与第1版中的第8章相同，但进行了一些修改。第9章是对第1版中的第10章进行了大量的修改而来的，在数学推导上进行了很大的简化。第9章在三方面做了重大修改。第一，弱耦合的电短传输线的简单感性－容性耦合模型移到了这一章的前面，它的推导用有些直观的证明以简化讨论。第二，用一种简单的方式说明利用静态数值计算法（矩量法）来计算每单位长度的参数，以使读者熟悉越来越有用和越来越重要的现代数值计算方法。这里及附录C介绍了FORTRAN程序，可以非常准确地计算带状电缆、PCB连接盘结构、耦合微带线和耦合连接盘的参数，这些程序包含在随书提供的资源中[1]。第三，描述了建立耦合传输线的精确SPICE（PSPICE）子电路模型的FORTRAN程序，对其应用的实例阐述贯穿整章。该程序也在随书资源中提供。它的重要性在于使读者能够很容易地研究带有实际负载（如电容、电感、电阻和逻辑门等）的PCB上的复杂（实际的）传输线的串扰，这种传输线的手动分析非常复杂。这里也向读者介绍了计算机辅助设计（CAD）仿真法的现代化应用，这种方法越来越重要也越来越普及。第10章基本上与第1版中的第11章相同。第1版中有关静电放电的第12章在第2版中不再作为单独的一章，其内容合并入最后一章即第11章（是第1版中的第13章）。

1. 随书资源请从图灵网站下载。——编者注

第11章在内容和组织结构上都进行了改写。现在它分为五个主题：11.1节，改变思考电气现象的方式；11.2节，术语“接地”的含义；11.3节，印制电路板（PCB）设计；11.4节，系统配置和设计；11.5节，诊断工具。这么做是为了让读者注意EMC的重要方面而不至于只见树木，不见森林。11.5节是本书新内容，反映了作者的观点，即设计一个在第一次测试中就通过基本标准的数字设备实际上是可能的。要能够确定引起不符合标准的确切原因，能够确定怎样以最少的附加成本和对产品开发周期的最小影响来使产品符合标准，这在当今要求制造低成本产品和缩短研发周期的时代是非常重要的。优势效应这一重要概念对快速诊断EMC问题和阐明EMC非常关键，这些也将在11.5节中讨论。

第2版的几个附录是新内容。附录A简要回顾了求解差分方程和电路的相量法：正弦稳态解法。这项技能对电气工程师来说是最重要和最基本的技能，它遍及了所有的电气工程领域，如电路分析、信号分析、系统分析、电子电路分析和电磁场分析。除非读者已经掌握了这项重要技能，否则就无法理解本书或任何其他电气工程图书，从而收获甚少。本附录是对这项关键技能作简要回顾。附录B 简要而充分地回顾了重要的电磁场原理和定律。与第1版将其放在正文中相比，这部分内容放在附录中更可取，因为这样可以避免破坏正文的流畅性。附录C描述了用来对复杂（但具有代表性的）传输线的串扰进行建模和预测的FORTRAN程序，该程序也包含在随书提供的资源中。附录D是有关利用PSPICE程序对电路进行建模和仿真的短小精悍的指南。

本书强调了在EMC分析的所有方面用PSPICE进行模拟仿真，这反映了当前在EMC中对现代CAD工具的重视和使用。本书的另一重大创新是给出了计算例子和复习题。具体的计算例子直接放在对主要概念的讨论之后，告诉读者怎样求解重要的EMC问题，书中的清晰描述也使读者能够注意问题的求解技巧。此外，在讨论每个重要的主题之后，提供了大量的习题。复习题为简单问题形式，并给出了答案。因此，读者在研究主题之后能够迅速检验自己对该主题的理解程度。每章后面的大多数问题都是新的，答案在问题后面的方括号中给出，与第1版的格式一样。

作者在EMC行业中的许多同事对作者考虑EMC问题的思路产生了极大的影响，并对作者写作本书给予了很大帮助。值得一提的是，对作者的EMC观点产生重大影响的许多见解均来自于与Henry Ott先生的多次探讨。作者强烈推荐Ott先生的网站http://www.hottconsultants.com，它包含了对最新版法规的链接，更重要的是，它提供了很多非常详细的、大信息量的指南性文章和其他有关EMC的参考资料。作者也要感谢在1984年学术休假期间，在肯塔基州列克星敦的IBM信息产品部门（现在是Lexmark国际集团）所结识的EMC团队的同事，之后作者又在那里担任了近10年的顾问。与他们共同解决重要的EMC问题，这也是出版本书第1版的主要起因。尤其要感谢Donald R. Bush先生（已故）、Keith B. Hardin博士和Stephen G. Parker先生。Donald R. Bush先生后来成为作者的朋友，我们有30多年的友情，他在私人交情和工作上都对我有极深的影响。作者还要感谢Lexmark国际集团的John Fessler先生和我探讨了最新的政府法规。

Clayton R. Paul
2005年1月于佐治亚州梅肯市

目　　录

第1章 电磁兼容（EMC）概论

在无线电通信和电报通信的早期，人们就已经知道火花隙能产生谱分量（频谱分量）很丰富的电磁波。这种电磁波能在各种不同的电子和电气设备中产生干扰或噪声，如影响收音机和电话等。很多其他的电磁发射源，如闪电、继电器、直流电动机和荧光灯，也能产生频谱分量丰富的电磁波，并在这些设备中产生干扰。除此之外，也存在窄带电磁发射源。高压电力传输线产生工频（美国为60Hz；欧洲和中国为50Hz）电磁发射，无线电发射机有意发射载波频率上的编码信息（声音、音乐等）。无线电接收机截取这些电磁波，放大后提取包含在电磁波中的信息。雷达发射机也发射单一频率的载波脉冲，当载频脉冲开启和关闭时，这些脉冲就由天线向外辐射，遇到目标后再返回雷达天线。整个电磁波的传输时间直接与目标距雷达天线的距离有关。与无线电传输相比，这种雷达脉冲的谱分量分布在载波周围一个更宽的频带上。另外一个重要且日益显著的电磁发射源与数字计算机和更广义的数字电子设备有关。这些数字设备利用脉冲来表示二进制码——0（关）或1（开）。数字和其他符号则以这些二进制码的不同序列来表示。脉冲从开到关（或相反）的过渡时间是决定脉冲谱分量的最重要因素。过渡时间快（短）的脉冲的频率范围比过渡时间慢（长）的脉冲的频率范围要宽。数字设备的谱分量常常占据很宽的频率范围，也会在电子和电气设备中产生干扰。

本书讨论的是这些类型的电磁发射在电子和电气设备中引起干扰的能力。相信大多数读者有过因附近的闪电放电引起调幅（AM）收音机中噪声的经历。闪电放电的频率分量很丰富，有一些会通过收音机的输入滤波器，将噪声叠加到有用信号上。另外，即使收音机没有调谐到特定的发射机频率上，也有可能接收到发射信号，导致无用信号的接收。这些都是在*有意接收机*中产生干扰的例子。同样重要的是，在*无意接收机*中产生的干扰。例如，来自调频（FM）广播电台或电视台的强发射有可能被计算机接收到，使计算机认为这是数据或控制信号从而导致计算机出错。反过来，数字计算机有可能产生耦合到电视中的发射，而导致电视信号被干扰。

此外，本书也讨论怎样有效地进行电子系统的设计，以使得电子系统所受的干扰或对外的干扰变得最小，重点针对数字电子系统。一个电子系统如果能与其他电子系统相兼容地工作，既不产生干扰也不对外界干扰敏感的话，就称该电子系统与其环境*电磁兼容*。本书的目的是介绍怎样设计具有*电磁兼容*（EMC）的电子系统。一个系统如果满足以下三个准则，就认为与其环境电磁兼容：

（1）不对其他系统产生干扰；

（2）对其他系统的发射不敏感；

（3）不对自身产生干扰。

EMC设计不但对设备的性能来说是重要的，而且，设备在全世界各国出售以前还必须满足*法定的*要求。如果一个电子产品不能投放市场，那么即使它的功能再新、再强

也都是徒劳。

EMC设计技术和方法已经成为数字设计的一部分。因此，本书的内容也将是一名电气工程师必备的基本知识。毫无疑问，随着数字系统时钟速度和数据传输速率的持续提高，这些内容的重要性也将越来越明显。

本书是为大学电气工程专业本科或研究生的EMC课程编写的。目前，市面上也有一些有关EMC的图书，但它们主要是为工程技术人员写的。因此，在每章的最后，我们列出了一系列的参考资料，文中参考处用方括号表示（如［XX］）。许多商业杂志、EMC会议论文集和《电气电子工程师协会（IEEE）EMC杂志》中都包含了有关的EMC各方面的指导性文章，我们将分别探讨，并在相应处列出参考资料。成功进行EMC设计的最重要的方面是对电气工程（电路分析、电子学、信号学、电磁学、线性系统理论、数字系统设计等）的基本原理有深入的理解。因此，这里回顾一下这些基本原理，以便于读者能理解这些基本理论，并有效而正确地利用它们来解决EMC问题。有代表性的基本理论图书有参考文献[1~3]，有代表性的EMC基本方面的参考文献有[4~13]（当然我没有列全）。Ott的著作[4]是本书的主要参考资料，其他EMC方面的图书和杂志文章将在适当章节中作为参考。有关高速数字系统设计的有代表性的图书是参考文献[14~16]；有关EMC课程发展的讨论见参考文献[17，18]。

1.1　EMC涉及的方面

如上所述，EMC涉及电磁能量的*产生*、*传输*和*接收*。EMC问题的这三个方面构成了EMC设计的基本框架，如图1-1所示。*源*（也称*发射器*）产生发射，*传输*或*耦合路径*将发射的能量传递到*接收器*（*接收机*），发射的能量在接收器被处理，产生所期望的或意外的动作。*如果接收到的能量引起接收器以意外的方式动作，这就发生了干扰。*电磁能量常常通过无意的耦合模式传递。只有当在接收器输入端接收到的能量有足够的幅度和/或频谱分量而引起接收器以意外的方式动作时，电磁能量的这种无意传递才会造成干扰。*电磁能量的无意发射或接收并不一定都有害，接收器的意外动作才构成了干扰。*因此，*接收器对接收到的能量的处理*是干扰是否会产生的一个重要方面。通常很难用推理的方法确定入射到接收器的信号是否会对该接收器造成干扰。例如，在雷达范围内的杂乱回波会使得雷达操作新手不能正确地解释所得到的数据，而对于经验丰富的雷达操作者来说，这种杂乱回波就不会带来问题。在一种情况下造成了干扰而在另一种情况下却又没有造成干扰，尽管有人会争辩说接收器是雷达操作者而不是雷达接收机。这就指出了常常难以唯一地识别如图1-1所示的EMC问题的三个方面。



图1-1　EMC耦合问题的基本分解框图

理解源或接收器被分为有意或无意两类也是很重要的。事实上，源或接收器可能同时以两种模式起作用。源或接收器是有意的还是无意的*取决于耦合路径和源或接收器的类型*。例如，其发射被一台调谐到载波频率的无线电接收机接收到，这台AM无线电台

发射机就构成了有意发射器。另一方面，如果同一台AM无线电台发射机的发射被另一台未调谐到该发射机载波频率的无线电接收机所接收，那么这种发射就是无意的。（实际上发射仍然是有意的，只是耦合路径是无意的。）也有一些发射器，它们的发射并没有任何有用的目的，其中一个例子就是来自荧光灯的（看不见的）电磁发射。

这表明防止干扰有以下三种途径：

（1）抑制源的发射；

（2）尽可能使耦合路径无效；

（3）使接收器对发射不敏感。

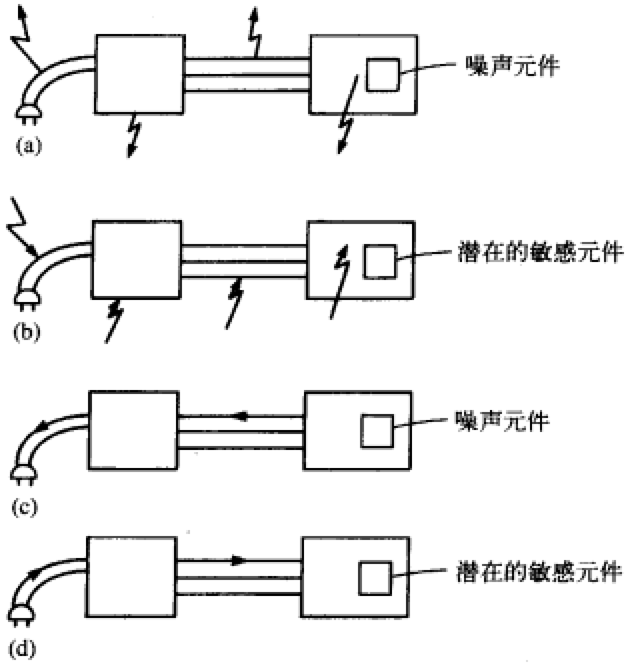
当排查EMC问题时，这三点应牢记于心。“第一道防线”是要尽可能抑制源的发射。例如，发现数字脉冲信号的快速（短）上升/下降时间对这些信号的高频谱分量起主要作用。一般地，通过耦合路径传递的信号频率越高，耦合路径越有效。所以，应当减缓（增加）数字信号的上升/下降时间。但是，数字信号的上升/下降时间仅能增加到数字电路将要误动作的那一点。当系统使用1ns上升/下降时间的脉冲能正常工作时，使用具有100ps上升/下降时间的数字信号就没有充分的理由。记住，抑制发射的高频谱分量会从本质上降低耦合路径的有效性，并因此而减小接受器的信号电平。我们将讨论一些减小耦合路径有效性的“蛮方法”。例如，将接收器放入金属盒（屏蔽盒）里有助于减小耦合路径的有效性。但是，屏蔽盒比起减小发射器脉冲的上升/下降时间费用要高，并且，在使用中它们的实际性能经常远差于理想性能。通常，要降低接收器对噪声的敏感性，而同时又要保留产品的有用功能是相当困难的。降低接收器对噪声的敏感性的一个例子就是在数字接收器中使用纠错编码。虽然有意外的电磁能量入射到接收器上，但是纠错编码能让接收器在有潜在的干扰信号存在的情况下依然能正常工作。如果读者能够根据图1-1所示从左到右地降低耦合，通常将会更容易地达到降低耦合的目的，并且系统设计的额外费也会较少。在EMC设计中，使系统达到电磁兼容性而附加成本最小，是一个重要的考虑因素。一个人可以将所有的电子产品放在金属盒里并使用内部电池供电，但是产品的外观、实用性和价格对用户来说可能都是不可接受的。

4

进一步把电磁能量的传递（与防止干扰有关）划分为四类：**辐射发射**、**辐射敏感度**、**传导发射**和**传导敏感度**，如图1-2所示。一个典型的电子系统通常由一个或多个相互间通过电缆（导线束）通信的子系统构成。为这些子系统供电的方法通常是系统使用安装场所中的交流（电流变化）市电系统。在一个特定的电子系统中，将120V、60Hz的电压（在欧洲为240V、50Hz）变换为给系统内部电子元器件供电所需要的各种直流电压电平。例如，数字逻辑器件需要5V直流电供电，模拟电子器件需要+12V和−12V直流电供电。其他的直流电压为诸如电动机之类的器件供电。有时需要60Hz(50Hz)的交流电为其他元器件供电，如小冷却风扇。60Hz、120V的系统交流电源可以通过一根电线从市电电网中获得。还需要其他一些电缆来连接子系统，以使有用的信号能在它们之间传输。所有这些电缆都有潜在的发射和/或接收电磁能量的能力，并且通常在此方面相当有效。一般来说，电缆越长，它发射或接收电磁能量就越有效。在这些电缆上直接传导的干扰信号也可以在子系统间直接传递。如果子系统被金属外壳所包围，那么内部信号或外部信号可在外壳上感应电流，然后这些感应电流向外部环境或者外壳内部辐射。使用非金属外壳，尤其是在低成本系统中变得越来越普遍，通常采用塑料。包含在这些非

金属外壳里的电子电路，大部分完全暴露在电磁辐射中，这样就可能直接向外辐射或者对电磁辐射敏感。如图1-2所示的EMC问题的四个方面：辐射发射、辐射敏感度、传导发射和传导敏感度就反映了这些需要考虑的事项。

5



（a）辐射发射；（b）辐射敏感度；（c）传导发射；（d）传导敏感度

图1-2 四个基本的EMC子问题

电磁辐射可以发生在交流电源线上、装载子系统的金属机壳上、连接子系统的电缆上，或者是非金属封装的电子元器件上，如图1-2a所示。这里要指出“电流辐射”的重要性，这是产生辐射发射的（有意或无意的）基本方式，时变电流能有效加速充电，因此产生辐射发射的基本过程就是加速充电。贯穿本书，我们将努力纠正妨碍我们理解此类问题的某些错误认识。例如，交流电源线上仅载有60Hz信号的概念。虽然这根电缆的主要用途就是将60Hz的市电传输到系统中，但是要知道在交流电源线上可能并且常常存在众多其他高频信号。这些信号通过众多耦合途径从内部子系统耦合到交流电源线上，这些耦合途径将在后文中讨论。一旦这些高频电流出现在长电缆（1m或更长）上，电流将非常有效地向外辐射。这根长电缆的作用也可能像一根有效“天线”，可以接收附近其他电子系统的辐射发射，如图1-2b所示。这些外部信号一旦被这根电缆及任何连接子系统的电缆所感应，那么外部信号就会被传入子系统的内部元器件中，并在那些电路中引起干扰。总之，交流电源线、连接电缆、金属机壳或者子系统的内部电路都可能辐射或接收非期望的信号，即使这些结构或电缆并非有意运载这些信号。

6

电磁能量的发射和对电磁能量的敏感性不仅仅会通过空气中的电磁波传播而发生，也会通过金属导体的直接传导而发生，如图1-2c和图1-2d所示。通常这种耦合路径在本质上比空间耦合路径更有效。电子系统设计者意识到了这一点，所以有意地在此路径上

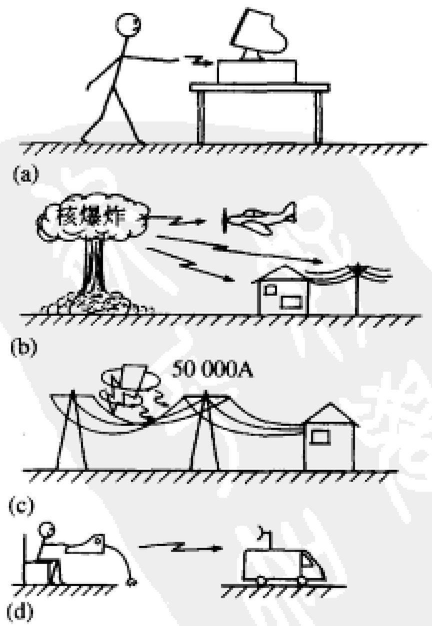
设置障碍，如滤波器，以阻断能量不希望的传播。请注意，干扰问题常常会扩展到图1-2所示的情形之外。例如，在交流电源线上传导的电流进入使用现场的配电网，那么这种电力配电网就是一种直接相连的扩展导线阵列，因此可能非常有效地将这些信号辐射出去。在这种情况下，*传导发射*又导致了*辐射发射*。因此，限制交流电源线上的传导发射将有助于降低配电系统的辐射发射。

这里主要关注的是电子系统的设计，以使电子设备能够符合政府机构制定的*法定要求*。但是，我们也将讨论其他很多重要的EMC关注点。其中部分内容如图1-3所示。图1-3a举例说明当前小规模集成电路日益常见的敏感性问题——*静电放电*（ESD）。穿着橡胶底的鞋走过尼龙地毯会在人体上积聚起静电。这时如果接触电子设备，如键盘，那么静电电荷就可能转移到设备上，在指尖和设备之间产生一个电弧。电荷的直接转移能导致如集成电路芯片等电子元器件永久性的损害。电弧将器件暴露在可被内部电路接收的电磁波中，这将导致系统故障。ESD在今天是一个非常普遍的问题。

在20世纪40年代中期第一颗原子弹爆炸之后，人们发现用来监视爆炸效应的电子系统中的半导体设备（一种新型放大器件）都被破坏了。这不是由于爆炸的直接物理作用，而是由爆炸中电荷的分离和运动所产生的高强度电磁波所造成的，如图1-3b所示。因此，军方对有关“强化”通信和数据处理设备以对抗这种*电磁脉冲*（EMP）的影响很感兴趣。如果通信和数据处理设备由于EMP而导致失效，那么人们要操心的不是爆炸的物理作用，而是对直接对抗动作的无能为力，这代表了辐射敏感度问题。可以发现用来降低附近电子系统辐射发射影响的同样的原理也可以应用于该问题，但是数量级更大。

7

闪电频繁发生，如图1-3c所示的直接电击显然很重要。但是，对电子系统的间接作用也具有同等的破坏性。“闪电通道”携带高达50 000A的电流。由这种强电流产生的电磁场可以耦合到电子系统中，既可以通过直接辐射，也可以通过先耦合到市电电力系统，然后经过交流电源线传导进入设备中。因此，设计和测试产品对交流电源线上的瞬变电压的敏感度非常重要。大多数生产商在交流电源线上注入“浪涌”，并使他们设计的产品能经受住这些浪涌和其他非期望的瞬变电压。



(a) 静电放电（ESD）；(b) 电磁脉冲（EMP）；(c) 闪电；(d) TEMPEST（安全的通信和数据处理）

图1-3 EMC的其他方面

防止未经授权者拦截电磁发射也开始被人们所关注。例如，如图1-3d所示，通过监视电磁发射就有可能确定电子打字机上正在打的内容。也有一些其他关于直接截取电磁发射的例子，从电磁发射中可以确定通信的内容或数据。显然，对于军事组织来说，关心被称为TEMPEST的问题是

必然的。商业团体从保守商业秘密、保护公司市场竞争力这一立场出发，对该问题也十分感兴趣。

在EMC原理范围之内还有很多其他的有关问题。关键在于要懂得根据如图1-2所示的四个基本子问题（辐射发射、辐射敏感度、传导发射和传导敏感度）来看待这些问题，仅仅是问题的背景有所变化。

理解干扰效应的主要工具就是*数学模型*。数学模型量化了我们对现象的理解，帮助我们得到一些不那么明显的重要性质。此外，数学模型的一个额外的重要优点就是它能辅助设计过程。*判断模型是否充分代表了某现象的标准取决于它能否用于预测实验中可观察到的结果*。如果模型的预测不能与实验观测的结果相一致，它就毫无用处。但是，限于对模型给出的方程的求解能力和对模型的抽象能力，人们常常用近似条件去构造模型。例如，常用线性近似模型来对非线性现象建模。

经常要进行计算，因此，很有必要纠正一下单位换算。虽然国际科学界倾向于米制的或SI单位系统，但仍需使用其他的单位系统。必须要能够将一个系统中的单位转换为另一个系统中的等效单位，因为方程中有些常数是以另一个单位系统中的单位给出的。一种简单而完美的方法是在两个单位系统间乘上单位变换率，并去掉单位名称，以保证这个量应当是被乘而不是被除，反之亦然。例如，在英制（在美国广泛使用）中距离的单位是英寸（in）[1]、英尺（ft）[2]、英里（mile）[3]、码（yd）[4]等。一些有代表性的转换式是1in＝2.54cm，1mil＝0.001in，1ft＝12in，1m＝100cm，1mile＝5280ft，1yd＝3ft，等等。例如，假设希望将5mile的距离变换为以km为单位，只需乘上

$$5\text{mile}\times\frac{5280\text{ft}}{1\text{mile}}\times\frac{12\text{in}}{1\text{ft}}\times\frac{2.54\text{cm}}{1\text{in}}\times\frac{1\text{m}}{100\text{cm}}\times\frac{1\text{km}}{1000\text{m}}=8.047$$

8～9

在变换中消去了单位名称，可避免应当使用除法（乘法）时使用了不恰当的单位比率的乘法（除法）。不能正确变换单位是导致数值误差的首要原因。

复习题1.1 转换下列量的单位：(1) 10ft变换成以m为单位的量；(2) 50cm变换成以in为单位的量；(3) 30km变换成以mile为单位的量。

答案：(1) 3.048m；(2) 19.685in；(3) 18.64mile。

对用计算器做的计算结果一定再“心算”检验一下，例如，10cm近似为4in (3.94in)。

1.2 EMC历史

或许有人会说干扰及其抑制早在19世纪后期马可尼的第一个火花隙实验就已经提出来了。1901年，他使用铜线阵列实现了首次跨大西洋的电波发射。那时唯一重要的接收器就是无线电接收机，数量极少且相距甚远，所以干扰问题的修正相对比较简单。关于无线电干扰的技术文章大约是在1920年左右在各种技术杂志上陆续出现的。那时的无线电接收机和天线相当粗糙，易受外部干扰源或内部干扰源（如自激振荡）的干扰。

1. 1in＝0.0254m。——编者注
2. 1ft＝0.3048m。——编者注
3. 1mile＝1609.344m。——编者注
4. 1yd＝0.9144m。——编者注

设计技术的提高消除了很多此类问题。来自电气设备（如电动机、电气化铁路和电信号灯）的无线电干扰，在1930年左右迅速出现并成为主要问题。

在第二次世界大战期间，电子设备尤其是无线电收发设备、导航设备和雷达的使用不断增加，飞行器上的无线电收发设备和导航设备之间干扰的例子也开始增多。通常，通过在并不拥挤的频谱上重新分配发射频率，或将电缆远离噪声发射源以避免电缆接收那些发射，就可以很容易地解决干扰问题。由于电子器件的密度（主要是真空电子管）远小于今天，为了解决电磁干扰（EMI）问题，用逐个排查的办法很容易实现干扰的修正。但是，随着高密度电子元器件的发明，如20世纪50年代发明的场效应晶体管、60年代发明的集成电路（IC）和70年代发明的微处理器芯片，干扰问题显著增加。由于语音和数据传输需求的增加，频谱也变得越来越拥挤，这就要求对频谱的利用进行合理规划，这些工作一直延续到今天。

10

将目前这种对EMC的关注带到最前沿的主要事件或许是数字信号处理和计算的引入。在20世纪60年代早期，数字计算机采用电子管作为开关元件。它们的速度相当慢（按照现在的标准），所需的耗电量大，占地面积大。在20世纪70年代集成电路进入了计算机的构造，使其耗电量小了很多，需要的物理空间也小了很多。到了70年代末期，用数字信号处理代替模拟信号处理的趋势开始加速。由于开关速度的提高和IC的小型化，几乎所有的电子功能都以数字化实现。从计算到字处理再到数字控制，以数字化实现各种不同功能变得非常普遍，持续至今。这意味着富含频谱分量（开关波形）的噪声源的密度开始变得相当大。因此，EMI问题的出现开始增加了。

随着干扰有线通信和无线通信的数字系统日益增多，1979年美国联邦通信委员会（FCC）颁布了一个规范，要求所有“数字设备”的电磁发射必须低于某个限值。颁布这一规范的目的是要限制对环境的“电磁污染”，以防止或至少减少EMI案例的数量。“数字设备”除非电磁发射满足FCC强制的限值，否则不能在美国销售，由此激发了从数字计算机到电子打字机的民用电子产品生产商对EMC学科的浓厚兴趣。

我并未暗指美国处在制订电磁发射限值的“净化电磁环境”的最前沿。许多欧洲国家早在FCC颁布其规范之前就已经对数字设备强制实施了类似的要求。1933年，国际电工技术委员会（IEC）在巴黎的一次会议上建议成立国际无线电干扰特别委员会（CISPR）来处理不断出现的EMI问题。该委员会起草了一份文件详细说明用于确定潜在EMI发射的测量设备。CISPR在二战结束后，于1946年在伦敦重新召开会议。随后的多次会议形成了各种技术出版物，讨论测量技术并建议发射限值。一些欧洲国家采用了CISPR建议限值的不同版本。FCC规范为美国第一个针对数字系统的规范，限值参照了CISPR推荐物而又根据美国的环境有所改动。为了防止与EMI相关的“场问题”，美国的大多数电子产品生产商已经对他们的产品设定了内部限值和标准。但是，FCC规范使得这样一种自愿行为变成了法定的程序要求。

美国军方在FCC颁布其规范之前也通过MIL-STD-461强制规定了电子系统的电磁发射限值，以防止出现EMI问题。该标准从20世纪60年代早期开始生效，实施这一标准以保证“军事任务的成功”。从手持式电钻到复杂的电子计算机，所有的电子和电气设备都被要求满足这些标准的发射限值。军用标准的另一方面是设定了*敏感度要求*。将干扰信号有意注入设备，要求设备在有这些干扰信号存在时必须能正常工作。即使一个电子

产品符合了发射要求，它也可能会对邻近的另一个电子设备造成干扰，或对其发射敏感。发射要求仅仅是试图限制电磁污染，敏感度要求在尽力保证所有设备在电磁兼容状态下工作方面向前更进了一步。

11

这些规范使得EMC已经成为电子产品市场准入的一个关键因素。如果在一个特定国家，产品不符合其规范，它就不得在该国销售。如果产品不符合规范要求，即使产品具有用户非常需要的功能，用户也无法购买。通过以上内容，读者应当记住技术的发展已经使得EMC设计课题成为与任何传统设计课题一样的关键部分了。

1.3 例子

生活中有很多EMI的例子，有的很平常，有的却是灾难性的。本节将列举其中几个。

可能较常见的一个例子就是，当打开搅拌器、真空吸尘器或者其他带直流电动机的家用电器时，在电视机屏幕上会有“线条”出现。这一问题起因于直流电动机电刷处的电弧放电。由于换向器通过电刷时断时续地接触，电机线圈绕组（电感）中的电流持续被打断，从而在触点两端产生了一个大电压（$L\ di/dt$）。这个电压类似于马可尼的火花隙发生器，含有丰富的频谱分量。此问题的产生是由于通过设备的交流电源线向外传输的该噪声信号被直接辐射到了电视天线上。干扰信号首先被引入家用电器的公共电网中。正如前面所提到的，公共配电系统是一个大型导线阵列，一旦干扰信号出现在这个有效的“天线”中，它就辐射到电视天线上，造成干扰。

某办公设备制造商将他们的新型复印机的第一台样机放在总部办公室里。一位主管发现当有人复印时，大厅里的时钟有时会复位，或者发生一些怪事。原来问题是由于复印机功率调节电路中的可控硅整流器（SCR）导致的。这些器件的开和关“削切”了交流电流以产生规定的直流电流。由于电流的陡变，这些信号的频谱成分也很丰富，并能通过复印机的交流电源线耦合出去进入建筑物内的公共电网。走廊上的时钟常常因为加在60Hz交流电源信号上的调制信号而被复位和同步。复印机中可控硅整流器的启动导致的“咔咔”声会通过公共交流电网耦合进时钟，从而使时钟像接收复位信号一样被干扰。

12

新型汽车安装了由微处理器控制的燃油监视系统。客户向分销商抱怨，当他在镇上驾车通过某条街道时，汽车会自动停车。通过测量该街道的环境场，发现存在一台非法的FM无线电发射机。来自那台发射机的信号耦合到与处理器相连的导线上，造成处理器停止工作。

某拖车安装了电子刹车系统。路过的汽车上的城市波段（CB）发射机，有时会导致汽车上的刹车“锁死”。原来问题是CB信号被耦合到了刹车系统的电子电路上。将此电路屏蔽即可消除该问题。

在一个民用机场附近的综合办公楼里，安装了一台大型计算机系统。这个系统随时会丢失数据或存储错误的数据。原来问题是由于当机场监视雷达照射到这个综合办公楼时，系统被同步了。为计算机房做一个大型屏蔽就能防止任何进一步的干扰。

1982年，在与阿根廷军队的马岛战役中，英国的一艘HMS驱逐舰谢菲尔德号由于

受到飞鱼（Exocet）导弹的攻击而沉没。当驱逐舰上的反导弹侦查系统工作时，舰上用于与英国指挥部通信的无线电系统就不能正常工作。为了在与英国指挥部通信时防止干扰，就暂时关闭了反导弹系统。不幸的是，此时恰好遇上敌人发射了飞鱼导弹。

美国陆军购买了一架UH-60攻击直升机——黑鹰直升机。1988年11月8日，各种新闻机构报道该直升机受电磁发射影响。有证据表明，自1982年以来黑鹰直升机的大多数坠毁事件都是由于飞机飞得距雷达发射机、无线电发射机甚至可能是城市波段（CB）发射机太近了所导致的，多起坠机事件共导致22名现役军人死亡。直升机上电子控制的飞行控制系统受这些电磁发射的影响，导致了这些坠机事件。

1967年7月29日，美国福莱斯特（Forrestal）航空母舰驶离越南北部的海岸，甲板上停留了众多加满燃油的歼击机，机上装载了1 000磅重的炸弹，还有空对空导弹和空对地导弹。其中一枚导弹不经意间被发射，击中了另一架飞机，造成油箱爆炸，134名现役军人死亡。后来认为，由大功率搜索雷达在屏蔽连接器接触片两端产生的射频（RF）电压导致了这场灾难。

这些只是高密度电子世界中众多EMI实例中的几个。这种危及生命的后果，迫切地要求消除电磁干扰。而那些仅仅造成一些麻烦或者是造成计算机中数据丢失的干扰的发生还不太引起人们注意，但是也会造成很大的破坏，同样需要去解决。下面将讨论解决此类问题的设计原则。

13

1.4 电尺寸和波

在EMC方面，读者最应该掌握的就是电路或者电磁辐射结构（有意或无意的）的电尺寸。*在判断辐射结构辐射电磁能量的能力时，天线等辐射结构的物理尺寸并不重要，而用波长表示的电尺寸更为重要。*电尺寸用波长来衡量。波长代表了为使相位改变360°，正弦电磁波必须走过的距离。严格地讲，这只适用于一类电磁波：均匀平面波。但是，其他类型的电磁波也有类似的特性，所以这个概念也是通用的。附录B完整而简明地讨论了电磁定律和原理及均匀平面波和波长。所有电气工程本科课程均要求至少学习一个学期的电磁场理论。建议读者回顾一下附录B中的重要内容或参考文献[1，2]。

虽然麦克斯韦方程可以解释所有的电现象，但从数学上来讲它们是相当复杂的。因此，在可能的情况下，就使用较简单的近似方法，如集总参数电路模型和基尔霍夫定律。存在一个重要问题：当分析问题时，何时可以用简单的集总参数电路模型和基尔霍夫定律来代替麦克斯韦方程。基本的回答是，当电路的最大尺寸为*电小尺寸*时，例如，远小于电源激励频率所对应的波长时。通常使用一个准则，即当电路的最大尺寸小于波长的1/10时，认为电路是电小尺寸。

电尺寸的概念和集总参数电路模型还包括必须讨论的其他重要方面。电磁现象是真正的*分布参数*过程，所以像电容和电感等结构特性实际上是分布于整个空间而不是集总于某几个离散点。当构造集总参数电路模型时，忽略了电磁场的分布特性。例如，考虑如图1-4所示的电阻及其连接导线的集总参数电路元件。当使用集总参数电路模型时，我们可以负责任地说，元件的*连接线*没有影响，它们的影响可以忽略不计。什么时候这是有效的呢？如图1-4所示，作为时间t的函数的元件电流（假设为正弦电流），从左边

的连接线流入，从右边流出。该电流实际上是以速度v传播的电波。如果连接线（导线）周围的媒质是空气，那么传播速度即为光速或$v_0=2.997\ 924\ 58\times10^8$m/s或近似为$v_0\cong3\times10^8$m/s。由于波的传播，穿越元件和连接线的电流波所需的有限时延为：

$$T_D=\frac{\mathscr{L}}{v} \tag{1.1}$$

其中，$\mathscr{L}$为元件及其连接线的总长度。例如，在自由空间（近似为空气）中传播的电波经过1m距离所需的时延近似为3ns或大约为1ns/ft。由于数字信号不断增加的速度（结果导致更高的频谱分量），使得当今数字电路中的传播时延变得越来越关键。例如，20世纪80年代中期，数字设备的时钟速率为10MHz的数量级。这些数字信号在1和0间变换的上升/下降时间为20ns数量级。今天，个人计算机的时钟速率为3GHz数量级，变换时间在100ps~500ps的数量级。沿印制电路板（PCB）上连接元件的连接盘传播的速度比在自由空间中慢，在1.8×10^8m/s的数量级，这是由于玻璃环氧树脂（FR-4）板材存在的缘故。因此穿越PCB上6in连接盘的时延为850ps的数量级。当前这种传播时延可与数字信号的上升/下降时间相比拟，从而可能造成数字逻辑电路中的定时问题。在20世纪80年代中期，穿越数字门电路的时延并不重要，它仅仅是个时延问题。今天，元件的相互连接极大地影响了信号的完整性，这将在第4章中讨论。我们将会看到由相互连接所导致的这种时延，对类似时钟这样的数字元器件的性能而言会变得更加关键，数据传输速度也似乎会无止境地增加。

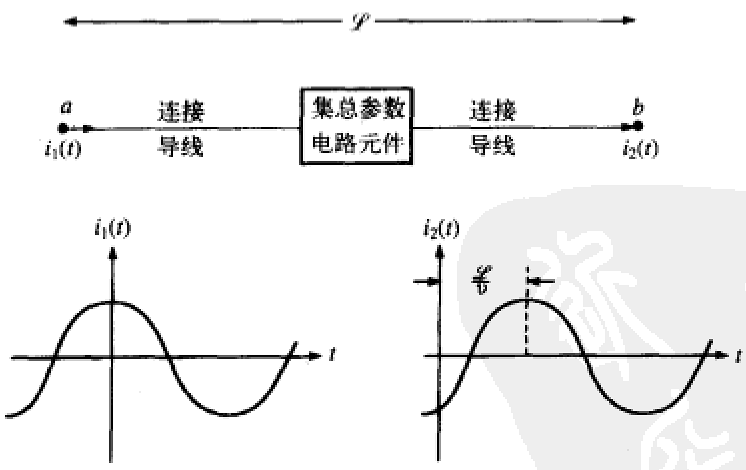


图1-4　元件引线的影响举例

假设电流及其相关的波形为正弦波，根据附录B，传播的正弦波可写为时间t和位置z的函数（任意的选择余弦形式）为：

$$i(z,t)=I\cos(\omega t-\beta z) \tag{1.2}$$

其中，β为以rad/m为单位的相位常数，$\omega=2\pi f$，其中f为以Hz为单位的线频率。如图1-5所示的波形是固定时间为t的对距离z的函数。当电波从连接导线的一端开始传播，经过元件，到达连接导线另一端时所经历的相移为：

$$\phi=\beta\mathscr{L} \tag{1.3}$$

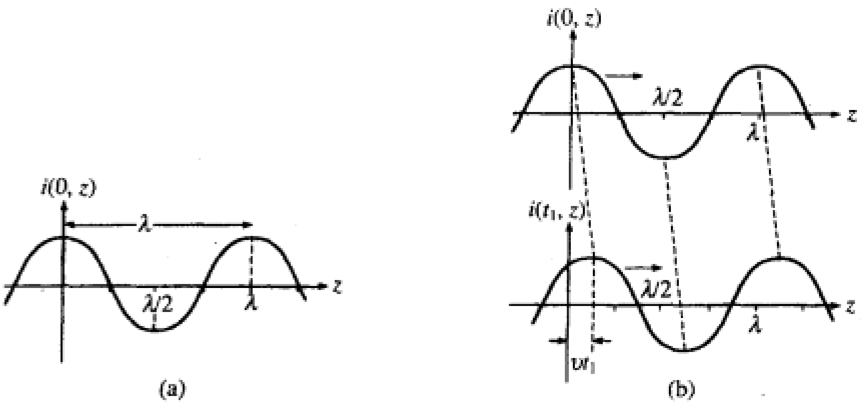
β由式（1.2）给出，$\mathscr{L}$为元件与连接线的总长度，相移也可用波长λ来表示，波长指的是电波的相位改变2πrad（即360°时）电波所需经过的距离。所以波长和相位常数之间的关系为：

$$\beta\lambda = 2\pi \tag{1.4}$$

因此，式（1.2）也可写为：

$$i(z, t) = I\cos\left(\omega t - 2\pi\frac{z}{\lambda}\right) \tag{1.5}$$

由于在此电流表达式中，距离z出现在与波长λ的比中，所以很明显，物理距离z并不是重要参数，以波长表示的电距离z/λ才是关键参数。



（a）在空间传播的波和波长；（b）随时间推移波的传播

图1-5 波的传播

波长是连续对应点之间的距离，如图1-5a中所示的波的顶部，这类似于海洋中的波，波的移动可通过观察如图1-5b所示的波的顶部的移动来确定。实际上水波呈现的是上下运动，但看上去是沿着海洋表面移动，为了跟踪波的移动，可以观察波形上的常见点。对于式（1.2）中的正弦波，意味着跟踪的点是使余弦函数的自变量保持为常数的点：

$$\omega t - \beta z = 常数 \tag{1.6}$$

16

随着时间t的增加，为了跟踪波形上点的移动，距离z必须增加以保持余弦函数的自变量为常数。因此很明显，式（1.2）中的波沿+Z方向传播。求式（1.6）的微分方程可得波的传播速度为：

$$v = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{\beta} = \lambda f \tag{1.7}$$

因此波长可写成：

$$\lambda = \frac{v}{f} \tag{1.8}$$

17

表1-1给出了在自由空间中传播的正弦波在各种不同频率下的波长，将式（1.7）代入式（1.2），得

$$i(z,t)=I\cos\left(\omega\left(t-\frac{\beta}{\omega}z\right)\right)=I\cos\left(\omega\left(t-\frac{z}{v}\right)\right) \tag{1.9}$$

这个结果说明了波的相移就等于时延，为z/v。

表1-1 自由空间（空气）中正弦波的频率及其相应的波长

f	λ	f	λ
60Hz	3 107mile（5 000km）	30MHz	10m
3kHz	100 000m	300MHz	1m
30kHz	10 000m	3GHz	10cm
300kHz	1 000m	30GHz	1cm
3MHz	100m	300GHz	1mm

从式（1.3）和式（1.4）可知，当电流沿连接线传播一个波长的距离$\mathscr{L}=\lambda$时，它经历的相移为$\phi=\beta\lambda=2\pi$rad或360°。换句话说，如果连接线的总长度为一个波长，那么流入连接线的电流和流出连接线的电流是同相的，但在穿越元件的过程中，相位改变了360°。另一方面，如果连接线的总长度为半波长（$\mathscr{L}=\lambda/2$），那么电流的相移为180°，使得流入连接线和流出连接线的电流完全反向。如果连接线的长度为1/10波长，那么电流的相移为36°，经过1/20波长的距离后，相移为18°，经过1/100波长的距离后，相移为3.6°。如果像集总参数电路模型假设的那样，连接线的影响不重要，那么连接线的长度必须使相移可忽略不计。对此，不存在固定的准则，但如果长度小于电源激励频率所对应波长的1/10，那么就可以假定相移可忽略不计。在某些情况下，相移必须小于该值才能忽略不计。在确定电子电路设备的性能时，物理尺寸不如电尺寸重要。电尺寸是物理尺寸除以波长，因为波经过该距离传播后的相移可忽略不计，所以当物理尺寸小于波长的1/10时，可以认为是电小尺寸。这些概念引出了一个经验法则，即只要电路的电尺寸的最大值小于波长的1/10，那么电路的集总参数电路模型足以用来代表实际电路。表1-2给出了各种应用频率和相应波长。

18

表1-2 电子系统的频率和相应波长

频 带*	波 长	用 途
EHF（30GHz~300GHz）	1cm~1mm	雷达，遥感，无线电天文学
SHF（3GHz~30GHz）	10cm~1cm	雷达，卫星通信，遥感，微波电子电路，飞行导航，数字系统
UHF（300MHz~3000MHz）	1m~10cm	雷达，电视，微波炉，空中导航，蜂窝电话，军用空中交通控制通信与导航，数字系统
VHF（30MHz~300MHz）	10m~1m	电视，调频广播，警方无线电，移动无线电，民用空中交通控制通信与导航，数字系统
HF（3MHz~30MHz）	100m~10m	短波无线电，城市频带
MF（300kHz~3000kHz）	1km~100m	调幅广播，海事无线电，美国空军防空部队方位探测
LF（30kHz~300kHz）	10km~1km	远距离航空导航系统，美国空军防空部队无线电信号，天气广播

（续）

频 带*	波 长	用 途
VLF（3kHz~30kHz）	100km~10km	远距离导航，声呐
ULF（300kHz~3kHz）	1Mm~100km	电话音频
SLF（30Hz~300Hz）	6214mile~621mile	水下通信，工频（60Hz）
ELF（3Hz~30Hz）	62137mile~6214mile	地面金属物探测

*E＝特，S＝超，U＝极，V＝非常，H＝高，M＝中，L＝低，F＝频率

广义上讲，除自由空间外，在非导电媒质中波的传播速度由媒质的介电常数ε和磁导率μ决定。在自由空间中它们用ε_0和μ_0表示，由下式给出：

$$\varepsilon_0=\frac{1}{36\pi}\times 10^{-9}\text{（近似值）}；\mu_0=4\pi\times 10^{-7}\text{（精确值）}$$

19

ε的单位是F/m，或者说是电容值/距离。μ的单位是H/m，或者说是电感值/距离。在本书后面不同上下文中，将多次看到这些单位的组合。用这些参数来表示自由空间（空气）中的传播速度为：

$$v_0=\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}=3\times 10^8\text{（近似值）} \tag{1.10}$$

电波在其他媒质中的传播特性用相对于自由空间的介电常数和磁导率ε_r和μ_r来描述，所以$\varepsilon=\varepsilon_r\varepsilon_0$，$\mu=\mu_r\mu_0$。例如，聚四氟乙烯具有$\varepsilon_r=2.1$和$\mu_r=1.0$。注意磁导率$\mu$与自由空间中的相同。这是非铁磁性材料的一个重要特性。另一方面，钢板（铁或磁性材料）的磁导率是自由空间中的2000倍，$\mu_r=2000$，而其相对介电常数却是$\varepsilon_r=1.0$。对于除自由空间以外的非导电媒质而言，波的传播速度为：

$$v=\frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}=\frac{v_0}{\sqrt{\varepsilon_r\mu_r}} \tag{1.11}$$

例如，在聚四氟乙烯（$\varepsilon_r=2.1$，$\mu_r=1.0$）中波的传播速度为：

$$v=\frac{v_0}{\sqrt{\varepsilon_r\mu_r}}=\frac{3\times 10^8}{\sqrt{2.1\times 1}}=207\,019\,667.8=0.69\,v_0$$

介质材料（$\mu_r=1$）典型的相对介电常数（ε_r）在2到5之间，因此介质中波的传播速度的范围从$0.70v_0$到$0.45v_0$。表1-3给出了各种介质材料的ε_r。表1-4给出了各种材料的相对磁导率和相对电导率（相对于铜）。

20

表1-3 各种介质的相对介电常数

材 料	ε_r	材 料	ε_r
空气	1.0005	硅橡胶	3.1
泡沫聚苯乙烯	1.03	尼龙	3.5
聚乙烯泡沫	1.6	聚氯乙烯（PVC）	3.5
泡沫聚乙烯	1.8	环氧树脂	3.6
聚四氟乙烯	2.1	石英（熔凝）	3.8
聚乙烯	2.3	玻璃（耐热）	4.0
聚苯乙烯	2.5	环氧玻璃（PCB基板）	4.7

（续）

材　料	ε_r	材　料	ε_r
胶木	4.9	氯丁橡胶	6.7
聚酯薄膜	5.0	聚氨酯	7.0
陶瓷	6.0	硅	12.0

表1-4　各种材料的相对磁导率和相对电导率（相对于铜）

导　体	σ_r	μ_r
银	1.05	1
退火铜	1.00	1
金	0.70	1
铝	0.61	1
黄铜	0.26	1
镍	0.20	600
青铜	0.18	1
锡	0.15	1
钢（SAE1045）	0.10	1000
铅	0.08	1
锰乃尔铜-镍合金	0.04	1
不锈钢（430）	0.02	500
锌	0.32	1
铁	0.17	1000
钛	0.10	1
μ金属（1kHz）	0.03	30 000
坡莫合金（1kHz）	0.03	80 000

21

读者能够正确计算某特定频率下一个结构的电尺寸是非常重要的。做到这一点的关键就是要认识到，自由空间（空气）中1m的尺寸正好是300MHz频率时的一个波长。记住300MHz时的一个波长就是1m，根据尺寸的近似比例可以很容易计算出自由空间中另一个频率的波长。要想做到这一点，必须认识到波长随着频率的增加而减小，反之也成立。例如，50MHz时的波长是1m × 300MHz/50MHz = 6m。空气中2GHz（1GHz = 1000MHz）时的波长是300/2000 = 0.15m = 15cm。表1-1给出了一些有代表性的值。

需要计算出电路或其他电磁结构的电尺寸，以判断它是否为电小尺寸（$\mathscr{L} < \lambda/10$）。如果是电小尺寸，就可以运用比电大尺寸（$\mathscr{L} > \lambda/10$）所需要的更简单的概念和计算。例如，仅当电路的最大尺寸是电小的，与元件的集总参数电路模型一起，基尔霍夫电压和电流定律是可用的。如果电路是电大尺寸的，为了描述该问题，我们没有其他办法而只能运用麦克斯韦方程组（或一些可接受的方程的近似简化）。然后我们就很清楚决定电路的电尺寸很重要。可以先计算感兴趣的最高频率的波长，然后根据 $\mathscr{L} = k\lambda$，计算k：

$$k = \frac{\mathscr{L}}{\lambda} \tag{1.12}$$

这就可以判断其是否为电小尺寸了。例如，最大尺寸为3.6m，工作频率为86MHz的电

路或辐射结构的电尺寸为3.6/3.49＝1.03个波长，因为自由空间中86MHz的波长是300/86＝3.49m。如果将此结构置于聚氯乙烯（PVC）介质中（$\varepsilon_r=3.5$，$\mu_r=1$），它的最大尺寸3.6m将变成1.93个波长，因为PVC中86MHz时的波长为：

$$\lambda=\frac{v}{f}=\frac{v_0}{f\sqrt{\varepsilon_r\mu_r}}=\frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon_r\mu_r}}=\frac{3.49}{\sqrt{3.5\times1}}=1.865$$

复习题1.2　求下列频率的国际单位制和英制单位的波长：（a）玻璃环氧树脂中600MHz；（b）空气中3GHz；（c）聚氯乙烯中5MHz。

答案：（a）23.1cm，9.08in；（b）10cm，3.94in；（c）32.07m，105.22ft。

复习题1.3　求用波长表示的下列尺寸：（a）空气中250MHz，5cm；（b）空气中1mile长的60Hz功率传输线；（c）PVC中10MHz，20ft。

答案：（a）0.042λ；（b）$3.22\times10^{-4}\lambda$；（c）0.38λ。

22

1.5　分贝与常用的EMC单位

EMC问题中人们主要感兴趣的量就是传导发射[电压，以伏（V）为单位；电流，以安培（A）为单位]和辐射发射[电场，以伏每米（V/m）为单位，磁场，以安培每米（A/m）为单位]。与这些主要量相联系的就是以瓦特（W）为单位的功率和以瓦特每平方米（W/m²）为单位的功率密度。这些量的取值范围相当大。例如，电场值可以从1μV/m到200V/m。这意味着其幅值的动态范围达到了8个数量级（10^8）。因为在EMC领域中以这些单位来表示的量的范围很宽是很常见的，所以EMC单位用分贝（dB）来表示。分贝有压缩数据的特点，例如，10^8的电压范围是160dB，就如人们所看到的，用dB来表示这些量也有其他一些原因。为了在EMC领域中有效，必须能够表达并且熟练使用这些用dB来表示的单位。当以dB为单位来表示时，使各种不同的EMC单位概念化也是很重要的。这有点类似于将英制系统的单位（in、ft、gallon[1]等）变换到米制系统的单位（m、cm、L等）。那些习惯了英制单位系统的人对长度有一种感觉，例如，100yd（在美国是一个足球场的长度），但想象100m的长度却有困难，尽管两个尺寸近似相同。为了在EMC领域中有效应用，变换、理解和使用以dB表示的单位是非常必要的。本节将致力于达到此目的。

分贝开始是从电话机产业发展起来的，它是为了描述电话机电路中噪声的影响[4]。人的听力趋于对数形式，所以很自然地以dB为单位来描述噪声的影响。考虑如图1-6所示的放大器电路来开始讨论。由开路电压V_S和源电阻R_S组成的源，发送一个信号到用负载R_L表示的放大器。放大器的输入电阻用R_{in}表示，传送到放大器上的功率为：

$$P_{in}=\frac{v_{in}^2}{R_{in}}\tag{1.13}$$

其中，输入电压表示为RMS（均方根），不同于正弦电压的峰值V_{peak}，$v_{RMS}=v_{peak}/\sqrt{2}$[3]。

23

有两种表示电压和电流的方法：峰值和RMS[3]。如果我们将正弦电压写成$V\sin(\omega t)$，那么波形的最大值或峰值为V。如果该电压加在电阻R两端，那么馈给电阻的平均功率

1. 1gallon＝4.546 09L。——编者注

$P_{av}=(1/2)(V^2/R)$W[3]。另一方面，在工业上通常用RMS表示正弦电压和电流，其中 $V_{RMS}=V/\sqrt{2}$，V为波形的峰值。在这种情况下，馈给电阻的平均功率为 $P_{av}=V_{RMS}^2/R$ W，不需要因子1/2，这是用峰值或RMS表示正弦电压和电流带来的唯一结果。例如，美国的家用电压为120V（RMS），该电压的峰值为170V，测试和测量设备几乎都以RMS来校准，而不是以峰值来校准。

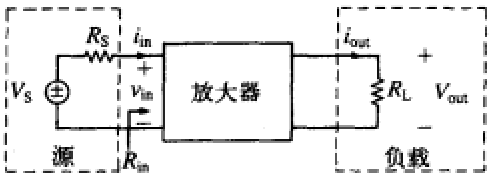


图1-6　分贝(dB)的定义和使用举例说明

传送到负载上的功率为：

$$P_{out}=\frac{v_{out}^2}{R_L} \tag{1.14}$$

放大器的功率增益为：

$$功率增益=\frac{P_{out}}{P_{in}}=\frac{v_{out}^2}{v_{in}^2}\frac{R_{in}}{R_L} \tag{1.15}$$

以dB表示的功率增益定义为：

$$功率增益=10\log_{10}\left(\frac{P_{out}}{P_{in}}\right) \tag{1.16}$$

式中，$\log_{10}$是以10为底的对数运算。

感兴趣的相关量是放大器的电压增益和电流增益。它们的定义为：

$$电压增益=\frac{v_{out}}{v_{in}} \tag{1.17}$$

24

$$电流增益=\frac{i_{out}}{i_{in}} \tag{1.18}$$

用dB为单位定义为：

$$电压增益=20\log_{10}\left(\frac{v_{out}}{v_{in}}\right) \tag{1.19}$$

$$电流增益=20\log_{10}\left(\frac{i_{out}}{i_{in}}\right) \tag{1.20}$$

注意，以dB为单位的功率增益定义为两个量的比值的$10\log_{10}$，而以dB为单位的电压增益和电流增益定义为两个量的比值的$20\log_{10}$。虽然这被认为是简单的定义，但其中却包含了一个基本原理。为了理解该原理，可以看到如果放大器的输入电阻等于负载电阻$R_L=R_{in}$，那么式（1.15）变为：

$$功率增益=\left(\frac{v_{out}}{v_{in}}\right)^2_{R_L=R_{in}} \tag{1.21}$$

对于$R_L=R_{in}$，以dB为单位的功率增益为：

$$功率增益=20\log_{10}\left(\frac{v_{out}}{v_{in}}\right)_{R_L=R_{in}} \tag{1.22}$$

由此可以得到如式（1.19）中以dB为单位的电压增益的定义式。总之，以dB为单位的两个量的比值由下式给出：

$$\mathrm{dB} = 10\log_{10}\left(\frac{P_2}{P_1}\right) \quad (\text{功率}) \tag{1.23}$$

$$\mathrm{dB} = 20\log_{10}\left(\frac{v_2}{v_1}\right) \quad (\text{电压}) \tag{1.24}$$

$$\mathrm{dB} = 20\log_{10}\left(\frac{i_2}{i_1}\right) \quad (\text{电流}) \tag{1.25}$$

25

复习题1.4 求下列各物理量以dB表示的比值：（a）两功率$P_1=1\mathrm{mW}$和$P_2=20\mathrm{W}$；（b）两电压$v_1=10\mathrm{mV}$和$v_2=20\mu\mathrm{V}$；（c）两电流$i_1=2\mathrm{mA}$和$i_2=0.5\mathrm{A}$。

答案：43dB，−54dB，48dB。

注意，分贝是两个量的比值。绝对功率、电压或者电流电平以dB来表示时是以相同的单位量为参考的。例如，电压通常相对于1μV表示为dBμV：

$$\mathrm{dB}\mu\mathrm{V} = 20\log_{10}\left(\frac{v}{1\,\mu\mathrm{V}}\right) \tag{1.26}$$

例如，1V电压即为120dBμV，因为

$$20\log_{10}\left(\frac{1\,\mathrm{V}}{1\,\mu\mathrm{V} = 10^{-6}\,\mathrm{V}}\right) = 20\log_{10}10^6 = 120$$

这通常表述为“1V高于1μV120dB。”作为另一例子，1mV即是60dBμV。类似地，350mV为

$$20\log_{10}\left(\frac{350\times10^{-3}\,\mathrm{V}}{10^{-6}\,\mathrm{V}}\right) = 20\log_{10}(350\times10^3) = 110.88$$

相反，0.1μV是−20dBμV，或者0.1μV低于1μV20dB。

其他一些标准单位是dBmV（高于1mV的dB数）、dBμA（高于1μA的dB数)和dBmA（高于1mA的dB数），其中

$$\mathrm{dBmV} = 20\log_{10}\left(\frac{v}{1\,\mathrm{mV}}\right) \tag{1.27}$$

$$\mathrm{dB}\mu\mathrm{A} = 20\log_{10}\left(\frac{i}{1\,\mu\mathrm{A}}\right) \tag{1.28}$$

$$\mathrm{dBmA} = 20\log_{10}\left(\frac{i}{1\,\mathrm{mA}}\right) \tag{1.29}$$

功率也可以用相对1μW的dBμW来表示，也可以用高于1mW的dB数、dBmW或更常用的dBm来表示。如下：

$$\mathrm{dB}\mu\mathrm{W} = 10\log_{10}\left(\frac{w}{1\,\mu\mathrm{W}}\right) \tag{1.30}$$

$$\mathrm{dBm} = \mathrm{dBmW} = 10\log_{10}\left(\frac{w}{1\,\mathrm{mW}}\right) \tag{1.31}$$

26

注意：单位命名的方式都遵循电流和电压的单位名称，以dBm表示的高于1mW的dB数除外。一些例子如下：

$$15\,\mathrm{mV} = 15\,000\,\mu\mathrm{V} = 83.52\,\mathrm{dB}\mu\mathrm{V} = 23.52$$

$$630\,\text{mA} = 630\,000\,\mu\text{A} = 115.99\,\text{dB}\mu\text{A} = 55.99$$
$$250\,\text{mW} = 250\,000\,\mu\text{W} = 53.98\,\text{dB}\mu\text{W} = 23.98$$

注意，最后一个例子中用dBm来表示dBmW。

复习题1.5　将下列各量用指定单位来表示：20mV（dBμV），50μV（dBmV），100mA（dBμA），30W（dBW），300μW（dBm）。

答案：86dBμV，−26dBmV，100dBμA，14.77dBW，−5.23dBm。

辐射电磁场用电场强度的形式描述，单位为伏每米（V/m）或者用磁场强度的形式来描述，单位是安培每米（A/m）。参考1μV/m，1mV/m，1μA/m和1mA/m，得到常见的EMC单位分别为dBμV/m，dBmV/m，dBμA/m和dBmA/m。例如，辐射电场的法定限值是100μV/m，这可以变换为40dBμV/m。所以这些单位可以用与电压和电流同样的方式进行转化：

$$\text{dB}\mu\text{V/m} = 20\log_{10}\left(\frac{\text{V/m}}{1\,\mu\text{V/m}}\right) \tag{1.32}$$

$$\text{dB}\mu\text{A/m} = 20\log_{10}\left(\frac{\text{A/m}}{1\,\mu\text{A/m}}\right) \tag{1.33}$$

能够将dB这个单位转化为绝对单位也很重要。为了做到这一点，会用到以m为底的对数运算的定义：

$$\log_m A = n \tag{1.34}$$

这表示求以m为底的n次幂即可给出A：

27

$$m^n = A \tag{1.35}$$

因此，可以通过进行式（1.35）给出的运算将以dB为单位的值转化为绝对单位值。例如，108dBμV为：

$$108\ \text{dB}\mu\text{V} = 20\log_{10}\left(\frac{\text{V}}{10^{-6}}\right)$$

这样，此表达式中V的绝对单位值为：

$$V = 10^{108\,\text{dB}\mu\text{V}/20} \times 10^{-6} = 0.2512$$

常见的转换式为：

$$V = 10^{\text{dB}\mu\text{V}/20} \times 10^{-6} \tag{1.36}$$
$$V = 10^{\text{dBmV}/20} \times 10^{-3} \tag{1.37}$$
$$W = 10^{\text{dB}\mu\text{W}/10} \times 10^{-6} \tag{1.38}$$
$$W = 10^{\text{dBm}/10} \times 10^{-3} \tag{1.39}$$

转换步骤为：

（1）将数值除以20（电压或电流）或10（功率）；

（2）求以10为底的幂数；

（3）对于dBμV和dBμW将结果乘以10^{-6}，对于dBmV和dBm将结果乘以10^{-3}。

同样的规则适用于以dBμV/m，dBmV/m，dBμA/m或dBmA/m为单位的电场和磁场量，像电压和电流一样进行处理，即使用$20\log_{10}$。例如，44dBμV/m的电场强度可以转化为：

$$10^{(44\,\mathrm{dB\mu V/m})/20} \times 10^{-6} = 0.000\,158\,49\ \mathrm{V/m} = 158.49$$

类似地，56dBm可以转化为：

$$10^{56\,\mathrm{dBm}/10} \times 10^{-3} = 398.107\ \mathrm{W} = 398\,107.17$$

复习题1.6 将下列各量用绝对单位表示：60dBμV/m，120dBμV/m，30dBmV，66dBm。

答案：1mV/m，1V/m，31.6mV，3981W。

28

EMC的dB单位，而不是它的绝对值单位，具有能够将较大的数量压缩成较小数量的特性。其他的优点与对数运算的特性有关，所以应当复习一下那些特性。其主要特性为：

$$\log_m(A \times B) = \log_m A + \log_m B \tag{1.40}$$

$$\log_m A^k = k \log_m A \tag{1.41}$$

$$\log_m\left(\frac{A}{B}\right) = \log_m A - \log_m B \tag{1.42}$$

注意

$$\log_m(A + B) \neq \log_m A + \log_m B$$

如果用dB来表示，这些非常重要的性质使EMC单位的运用变得更为简单。例如，考虑将电压转换为dBμV：

$$20\log_{10}\left(\frac{\text{电压}}{10^{-6}}\right) = 20\log_{10}(\text{电压}) - 20\log_{10}10^{-6} = 20\log_{10}(\text{电压}) + 120$$

可以将电压值通过$20\log_{10}$运算变换为dBV（相对于1V的dB值），然后加上120得到dBμV值。

这些性质也可用来合理地精确估计某个量的dB值，而不需要使用计算器。为了说明这一点，考虑表1-5给出的一些常见数值的dB值的转换。

表1-5 分贝的转换

比　　值	V或I（dB）	P（dB）
10^6	120	60
10^5	100	50
10^4	80	40
10^3	60	30
10^2	40	20
10	20	10
9	19.08	9.54
8	18.06	9.03
7	16.9	8.45
6	15.56	7.78
5	13.98	6.99
4	12.04	6.02
3	9.54	4.77

（续）

比　值	V或I（dB）	P（dB）
2	6.02	3.01
1	0	0
10^{-1}	−20	−10
10^{-2}	−40	−20
10^{-3}	−60	−30

求10的整数次幂（正数或负数）是相当简单的。从1到9这些数中最有用的数是2和3。注意，比值为2的两个电压的比近似为6dB，而相同比例的两个功率之比值却近似为3dB。类似地，对于比值为3的电压或电流之比近似为10dB，对功率则约为5dB。把这些数值写成10的幂次方与数字2和3的乘积就可以用于估算其dB值。例如，

$$25 \cong 24 = 3 \times 2 \times 2 \times 2$$

因此

$$\begin{aligned} 20\log_{10}25 &\cong 20\log_{10}24 = 20\log_{10}(3 \times 2 \times 2 \times 2) \\ &= 20\log_{10}3 + 20\log_{10}2 + 20\log_{10}2 + 20\log_{10}2 \\ &\cong 10 + 6 + 6 + 6 = 28(27.9588) \end{aligned}$$

[29]

其精确值在括弧内给出。其他一些例子如下：

$$20\log_{10}360 = 20\log_{10}(3 \times 2 \times 3 \times 2 \times 10) = 10+6+10+6+20 = 52(51.126)$$

$$\begin{aligned} 10\log_{10}\frac{1}{180} &= 10\log_{10}1 - 10\log_{10}180 = 0 - 10\log_{10}(2 \times 3 \times 3 \times 10) = -3-5-5-10 \\ &= -23(-22.55) \end{aligned}$$

通过以上介绍，读者应当能够估算一个数的dB值，并且能够将一个dB值转换成它的绝对单位值形式。例如，86dBμV/m的电场强度值为86 = 20 + 20 + 20 + 20 + 6。因此，86dBμV/m代表了（近似）$10 \times 10 \times 10 \times 10 \times 2 = 2 \times 10^4 = 20\ 000$μV/m或20mV/m或0.02V/m。其精确值为19 952.62μV/m。

复习题1.7　不用计算器计算下列电压以dBμV为单位的值，并给出精确值：(a) 120mV；(b) 0.04μV；(c) 48V。

答案：(a) 102dBμV（101.58dBμV）；(b) −28dBμV（−27.96dBμV）；(c) 154dBμV（153.63dBμV）。

[30]

dB（和对数运算）所具有的将大数值压缩为较小数值的能力意味着我们能够作一些相对粗糙的近似，而依然能够获得一个合理的dB估算值。另一个利用dB来表示EMC单位的例子如图1-7所示。放大器的功率增益为输出功率与输入功率的比值：

$$\text{增益} = \frac{P_{out}}{P_{in}} \tag{1.43}$$

这样，给定输入功率时，输出功率为：

$$P_{out} = \text{增益} \times P_{in} \tag{1.44}$$

对式（1.44）两边取$10\log_{10}$，并利用式（1.40），得

$$P_{out\,dB} = \text{增益}_{dB} + P_{in\,dB} \tag{1.45}$$

将P_{out}和P_{in}转化为dB时所用的参考量可选择任何一个方便的基本量，如1mW。所以式（1.45）可写成很多形式，如

$$P_{out\,dBm} = 增益_{dB} + P_{in\,dBm} \tag{1.46a}$$

$$P_{out\,dB\mu W} = 增益_{dB} + P_{in\,dB\mu W} \tag{1.46b}$$

注意，这两种情况下以dB为单位的增益是相同的。它是两个功率的比值，只要两个功率用相同的单位来表示（dBμW，dBm等），增益就是不变的。这使得系统中功率的计算变简单了，因为信号源的输出常常用功率的形式来表征（稍后会更多讲述这一点），且典型地以dBm给出。对如图1-7所示的例子，$P_{outdBm} = 60\text{dB} + (-30\text{dBm}) = 30\text{dBm}$。同样，$P_{outdB\mu W} = 60\text{dB} + 0\text{dB}\mu\text{W} = 60\text{dB}\mu\text{W}$。所以当传输函数用dB表示时，传输函数的乘积就变成了求和。在图1-6中，当$R_{in} = R_L$时，与上面所述相同，传输函数是两个电压或两个电流的比值，或者是电压和电流的比值。由于定义dB的方式不一样（对功率用10log，对电压和电流用20log），输出和输入都简单地通过以dB为单位的增益相联系，该增益也用于式（1.45）和式（1.46）功率的计算中（假设$R_{in} = R_L$）：

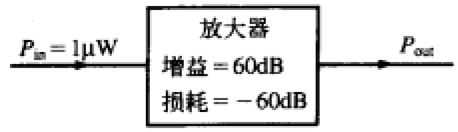


图1-7 使用分贝（dB）计算放大器的性能参数举例

$$v_{out\,dB\mu V} = 增益_{dB} + v_{in\,dB\mu V} \tag{1.47a}$$

$$v_{out\,dBmV} = 增益_{dB} + v_{in\,dBmV} \tag{1.47b}$$

$$i_{out\,dB\mu A} = 增益_{dB} + i_{in\,dB\mu A} \tag{1.47c}$$

$$i_{out\,dBmA} = 增益_{dB} + i_{in\,dBmA} \tag{1.47d}$$

1.5.1 电缆的功率损耗

说明以dB为单位来表示某量的另一个例子是计算长连接电缆的功率损耗。开始讨论时，首先需要简要地回顾一下传输线理论。（这一主题将在第4章中详细讨论。）考虑如图1-8所示的长度为$\mathscr{L}$的传输线。传输线常常用其特性阻抗$\hat{Z}_C$和传输线上的波的传播速度v来表征其特性。虽然这里感兴趣的是当传输线施加任意的时域脉冲时传输线表现出来的特性，但人们常常关注它的正弦稳态特性，也就是，当所有瞬态现象消失后，传输线对单一频率的正弦激励的响应特性。在正弦稳态激励下，电压和电流相量在传输线上坐标z处的方程如下[1-3]：

$$\hat{V}(z) = \hat{V}^{+}e^{-\alpha z}e^{-j\beta z} + \hat{V}^{-}e^{\alpha z}e^{j\beta z} \tag{1.48a}$$

$$\hat{I}(z) = \frac{\hat{V}^{+}}{\hat{Z}_C}e^{-\alpha z}e^{-j\beta z} - \frac{\hat{V}^{-}}{\hat{Z}_C}e^{\alpha z}e^{j\beta z} \tag{1.48b}$$

对于正弦稳态激励系统，读者应复习附录A中讨论的相量求解法。

$\hat{V}(z)$和$\hat{I}(z)$分别是传输线的线电压相量和线电流相量，它们是传输线上坐标z的函数。$\hat{V}^{+}$和$\hat{V}^{-}$是未知常数，将由与传输线相连的源和负载决定。我们将所有诸如电压相量和电流相量的复数用符号(^)来表示。每一个复数将包含幅度和相位，例如，$\hat{V} = V\angle\theta_V$，$\hat{I} = I\angle\theta_I$和$\hat{Z} = Z\angle\theta_Z$。$\alpha$是由传输线损耗（在传输线导体上和周围媒质中）所导致的衰减常数。如果传输线是无耗的，则$\alpha = 0$。β是相位常数，给出了当波沿传输线传播时

[32] 波本身的相移。β的单位是rad[1]/m（弧度/米），而α的单位是Np[2]/m (奈培/米)。

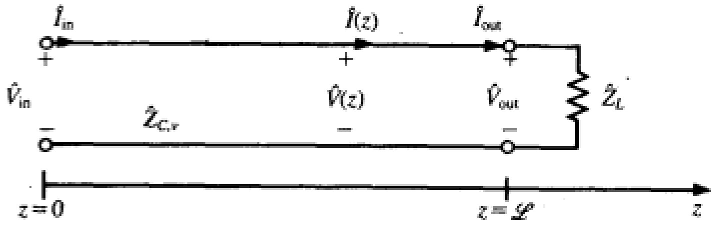


图1-8 带被定义符号的基本传输线问题

式（1.48）中的表达式可以写成为

$$\hat{V}(z) = \hat{V}_f(z) + \hat{V}_b(z) \tag{1.49a}$$

$$\hat{I}(z) = \frac{\hat{V}_f(z)}{\hat{Z}_C} - \frac{\hat{V}_b(z)}{\hat{Z}_C} \tag{1.49b}$$

式中，

$$\hat{V}_f(z) = \hat{V}^+ e^{-\alpha z} e^{-j\beta z} \tag{1.50a}$$

$$\hat{V}_b(z) = \hat{V}^- e^{\alpha z} e^{j\beta z} \tag{1.50b}$$

$\hat{V}_f(z)$和$\hat{V}_b(z)$分别称为前向行波和反向行波。这是因为式（1.48）中的相量形式转换成了时域形式，即成为[1-3]

$$v(z,t) = \mathrm{Re}[\hat{V}(z)e^{j\omega t}] = V^+ e^{-\alpha z}\cos(\omega t - \beta z + \theta^+) + V^- e^{\alpha z}\cos(\omega t + \beta z + \theta^-) \tag{1.51a}$$

$$\begin{aligned} i(z,t) &= \mathrm{Re}[\hat{I}(z)e^{j\omega t}] \\ &= \frac{V^+}{Z_C} e^{-\alpha z}\cos(\omega t - \beta z + \theta^+ - \theta_{Z_C}) - \frac{V^-}{Z_C} e^{\alpha z}\cos(\omega t + \beta z + \theta^- - \theta_{Z_C}) \end{aligned} \tag{1.51b}$$

式中，t是时间变量，其中的复数写成 $\hat{V}^+ = V^+\angle\theta^+$，$\hat{V}^- = V^-\angle\theta^-$ 和 $\hat{Z}_C = Z_C\angle\theta_{Z_C}$。符号Re[]表示对括号内的复数取实部。前向行波包含$\cos(\omega t - \beta z + \theta)$项。随着$t$的增加，为了跟踪波形上某点的运动轨迹必须增加$z$，也就是说，保持$\cos(\omega t - \beta z + \theta)$的自变量为常数。因此，这个波是沿$z$轴正方向传播的，是正向行波。类似地，包含$\cos(\omega t + \beta z + \theta)$项代表

[33] 反向行波，因为随着t的增加，为了追踪波形上的某点必须减小z。

如参考文献[1，2]所述，通常将电压反射系数$\hat{\Gamma}(z)$定义为反向电压相量和前向电压相量的比值：

$$\hat{\Gamma}(z) = \frac{\hat{V}_b(z)}{\hat{V}_f(z)} = \frac{\hat{V}^-}{\hat{V}^+} e^{2\alpha z} e^{j2\beta z} \tag{1.52}$$

负载端的反射系数为[1，2]

$$\hat{\Gamma}_L = \frac{\hat{Z}_L - \hat{Z}_C}{\hat{Z}_L + \hat{Z}_C} \tag{1.53}$$

如果$\hat{Z}_L = \hat{Z}_C$，则传输线被认为是匹配的，负载端的反射系数为0，即$\hat{\Gamma} = 0$。如参考文献

1. 1rad＝57°17′44.8″。——编者注
2. 1Np＝8.6859dB。——编者注

[1，2]中所述，传输线上任意点处的反射系数都与负载端的反射系数有关：

$$\hat{\Gamma}(z) = \hat{\Gamma}_L e^{2\alpha(z-\mathscr{L})} e^{j2\beta(z-\mathscr{L})} \tag{1.54}$$

式（1.48）中一般的相量表达式都可用反射系数表示[1，2]

$$\hat{V}(z) = \hat{V}^{+} e^{-\alpha z} e^{-j\beta z}\left[1+\hat{\Gamma}(z)\right] = \hat{V}_f(z)\left[1+\hat{\Gamma}(z)\right] \tag{1.55a}$$

$$\hat{I}(z) = \frac{\hat{V}^{+}}{\hat{Z}_C} e^{-\alpha z} e^{-j\beta z}\left[1-\hat{\Gamma}(z)\right] = \frac{\hat{V}_f(z)}{\hat{Z}_C}\left[1-\hat{\Gamma}(z)\right] \tag{1.55b}$$

传输线上任意点处的输入阻抗可以由式（1.55a）和式（1.55b）的比值得到

$$\hat{Z}_{in}(z) = \frac{\hat{V}(z)}{\hat{I}(z)} = \hat{Z}_C \frac{1+\hat{\Gamma}(z)}{1-\hat{\Gamma}(z)} \tag{1.56}$$

如果传输线是匹配的，即$\hat{Z}_L = \hat{Z}_C$，则负载端的反射系数和传输线上任意点处的反射系数均为零，传输线上没有反向行波，能认识到这一点是很重要的。因此，匹配传输线的相量表达式可简化为：

$$\hat{V}(z) = \hat{V}^{+} e^{-\alpha z} e^{-j\beta z} = \hat{V}_f(z) \tag{1.57a}$$

$$\hat{I}(z) = \frac{\hat{V}^{+}}{\hat{Z}_C} e^{-\alpha z} e^{-j\beta z} = \frac{\hat{V}_f(z)}{\hat{Z}_C} \qquad (\hat{Z}_L = \hat{Z}_C) \tag{1.57b}$$

34

匹配传输线上任意点处的输入阻抗为：

$$\hat{Z}_{in}(z) = \frac{\hat{V}(z)}{\hat{I}(z)} = \hat{Z}_C \quad (\hat{Z}_L = \hat{Z}_C) \tag{1.58}$$

传输线上任意位置z处向右传输的平均功率由式（1.59）给出[1，2]：

$$P_{av}(z) = \frac{1}{2}\mathrm{Re}[\hat{V}(z)\hat{I}^{*}(z)] \tag{1.59}$$

其中，星号（*）表示共轭复数。（当电压和电流假定用峰值给出[3]时，平均功率计算中需要因子1/2。如果电压和电流用RMS给出，那么在平均功率表达式中不存在1/2[3]。）这引出了用于测量仪器之间相互连接的电缆上的功率损耗的概念和特性。典型的连接电缆是同轴电缆，由位于内部轴心处的内导体和圆柱形屏蔽层构成。波在整个屏蔽层内部空间传输，这个空间通常充满了用ε_r和$\mu_r=1$表征的介质，如RG58U。RG58U内部填充的是聚四氟乙烯（$\varepsilon_r=2.1$）。同轴电缆内部传输的电压波和电流波的速度为：

$$v = \frac{v_0}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}} \tag{1.60}$$

电缆生产商通常会规定同轴电缆的特性参数，给出：（1）假设损耗很小的特性阻抗Z_C的幅值（对于RG58U，$Z_C=50\Omega$）；（2）作为自由空间的传播速度的百分比的传播速度（对于RG58U，$v=0.69v_0$）；（3）在选定的频率上每100ft电缆的损耗。后面这个参数，损耗，正是我们需要理解的。

35

传输线上的损耗是导体的损耗及其周围介质的损耗[1，2]。常用频率范围内的主要损耗机理是由于导体上的损耗。由于集肤效应[1，2]导体上的阻抗以正比于$\sqrt{f}$的速率增加。但是，电缆损耗必须在每个感兴趣的频率上规定。通常，电缆生产商会在几个选定的频率上规定损耗。例如，100MHz时，RG58U同轴电缆的损耗是4.5dB/100ft。规定损耗时

假设电缆是匹配的，$\hat{Z}_L=\hat{Z}_C$。在这种情况下，传输线上只存在前向行波，由式（1.57）给出。例如，考虑式（1.59）给出的功率表达式。如果电缆是匹配的，则反射系数为零$[\hat{\Gamma}(z)=0]$，将式（1.57）代入到式（1.59）可得到传输线上任意点处向右传输的平均功率[1，2]：

$$P_{av}(z)=\frac{1}{2}\frac{V^{+2}}{Z_C}e^{-2\alpha z}\cos\theta_{Z_C}\qquad(\hat{Z}_L=\hat{Z}_C=Z_C\angle\theta_{Z_C})\tag{1.61}$$

电缆的输入功率为：

$$P_{av}(z=0)=\frac{1}{2}\frac{V^{+2}}{Z_C}\cos\theta_{Z_C}\tag{1.62}$$

传输到负载端的功率为：

$$P_{av}(z=\mathscr{L})=\frac{1}{2}\frac{V^{+2}}{Z_C}e^{-2\alpha\mathscr{L}}\cos\theta_{Z_C}\tag{1.63}$$

电缆中的功率损耗定义为：

$$\text{功率损耗}=P_{av}(z=0)-P_{av}(z=\mathscr{L})\quad(\text{in W})\tag{1.64}$$

电缆生产商不是像式（1.64）那样描述损耗，而是将损耗规定为输入功率与输出功率的比值：

$$\text{功率损耗}=\frac{P_{av}(z=0)}{P_{av}(z=\mathscr{L})}=\frac{P_{in}}{P_{out}}=e^{2\alpha\mathscr{L}}\tag{1.65}$$

就如代入了式（1.62）和式（1.63）那样。电缆生产商以dB/长度为单位给出损耗值，这意味着

$$\text{电缆损耗}=10\log_{10}e^{2\alpha\mathscr{L}}=20\alpha\mathscr{L}\log_{10}e=8.686\alpha\mathscr{L}\tag{1.66}$$

其中，$\mathscr{L}$选择为某些长度，如100ft。通过测量传输到该长度电缆上的功率和匹配负载上的输出功率可以得到电缆损耗，所以对于已经得到的那些以dB为单位的值，将式（1.65）转换成dB形式，可得

36

$$\text{电缆损耗}=P_{in\,dBx}-P_{out\,dBx}\tag{1.67}$$

其中，dBx表示参考某种电平的功率，典型地用dBm。

已知生产商规定的电缆损耗，由式（1.66）可以得到该频率上的衰减常数，为：

$$\alpha=\frac{\text{单位长度功率损耗(dB)}}{8.686\mathscr{L}}\tag{1.68}$$

其中，式（1.68）中的$\mathscr{L}$是生产商用来规定电缆损耗时采用的长度。例如，规定RG58U同轴电缆在100MHz时的损耗为4.5dB/100ft，所以在100MHz时的衰减常数为：

$$\alpha=\frac{4.5}{8.686\times100}=5.18\times10^{-3}$$

认识到在假设电缆是匹配的情况下$\hat{Z}_L=\hat{Z}_C$，像上面定义的那样规定电缆的损耗是很重要的。如果电缆不匹配，那么规定电缆的损耗是毫无意义的。对于大多数电缆，损耗很小，因此特性阻抗为实数（不是复数）。相角（近似）为零，也就是$\hat{Z}_C=\hat{Z}_C\underline{/\theta_{Z_C}=\theta^\circ}$，所以，为了匹配传输线，匹配负载仅能为纯电阻。

1.5.2 信号源的特性

信号源（脉冲和正弦）可以用如图1-9所示的戴维南等效电路来描述。V_{OC}是开路电压，R_S是源阻抗。实际上，现在所有的信号源都是$R_S=50\Omega$。而且，用来测量信号的绝大多数仪器的输入阻抗也都是50Ω，其特性可以用如图1-10所示的电路描述，其中$C_{in}=0$，$R_{in}=50\Omega$。后一种情况有些例外，特别是电压表和一些示波器。但也可以说，如果输入阻抗不能设计为50Ω，那么将被设计为非常大，并且输入电路一般可以用一个电容与一个大电阻并联来表示。要确定一台特定信号测量仪输入端的特性是很容易的，因为生产商都明确给出了输入连接器附近的这些参数。例如，用来显示信号频谱的典型的频谱分析仪，$C_{in}=0$，$R_{in}=50\Omega$。示波器的高阻抗输入，典型的是$C_{in}=47\text{pF}$和$R_{in}=1\text{M}\Omega$。但是，也有其他的输入为$C_{in}=0$和$R_{in}=50\Omega$。

37

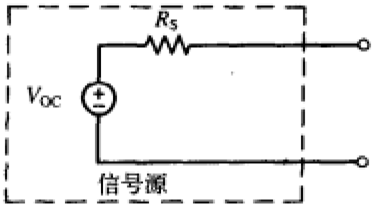


图1-9 用戴维南等效电路表示的信号源

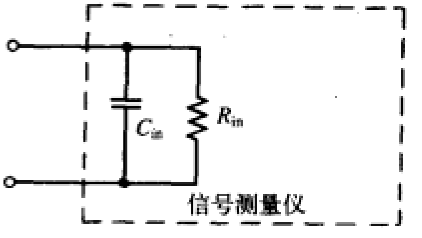


图1-10 信号测量仪输入端的等效电路

记住这些概念，看一下如图1-11所示的用一定长度的同轴电缆来连接信号源和信号测量仪。假设信号测量仪的输入阻抗为50Ω（纯电阻），而同轴连接电缆具有特性阻抗$\hat{Z}_C=50\Omega$（由于电缆的损耗很小，近似为纯电阻）。因为电缆上的负载等于$\hat{Z}_C$，所以电缆是匹配的，并且对于任意长度的电缆在任意频率的输入阻抗都是$\hat{Z}_{in}=50\Omega=\hat{Z}_C$。这表明了为什么信号测量仪的输入电阻一般为50Ω，而同轴电缆的$\hat{Z}_C=50\Omega$。选择除50Ω以外的其他任何特性阻抗都是合适的，但是50Ω已经成为工业标准。如果电缆的终端阻抗，即信号测量仪的输入阻抗，不等于电缆的$\hat{Z}_C$，那么从信号源看过去的电缆的输入阻抗不再对所有频率和电缆的所有长度$\mathscr{L}$都是50Ω，而是会随着频率和电缆长度的变化而变化。所以，要确定源阻抗非常困难，并且这个阻抗会随着频率和线长度的变化而变化，从而使源的输出也发生变化。（虽然图1-9所示的源的开路电压是稳定的，但输出电压将取决

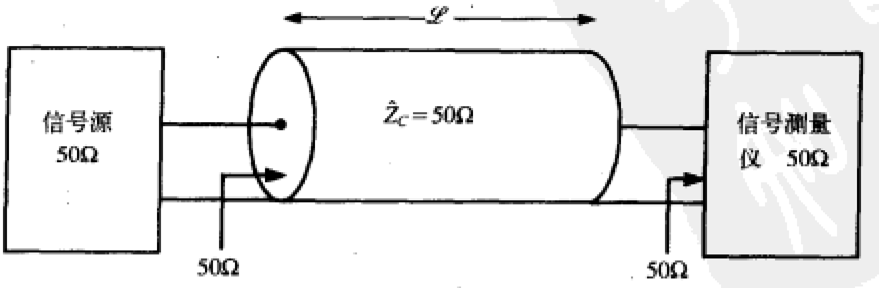


图1-11 使用具有匹配负载的同轴电缆连接信号源和信号测量仪

于源电阻R_S和接在其终端处的负载电阻）。能够实现扫频测量一般很重要，使用扫频测量时，源频率在一个频段上进行扫描。如果无法确定输出随频率是不变的，那么这种扫频测量就毫无用处，因为这里不知道在某特定频率上的输出。这个例子说明了为什么大量的现代EMC测试设备具有50Ω的纯输入阻抗和源阻抗，并且用50Ω的同轴电缆来连接。

38

这一实例的另一个重要结果是，计算源向信号测量仪中输出和传送信号电平是一件简单的事。信号源的输出通常根据匹配负载上的输出功率，以dBm为单位显示在仪器上。例如，参考图1-12，信号源一端或者直接接负载R_L，类似于设备的输入，或者通过连接电缆的输入端连接负载。如果$R_L=R_S$，那么信号源一端处的输出电压V_{out}仅仅是V_{OC}的一半：

$$V_{out} = \frac{R_L}{R_S + R_L} V_{OC} = \tfrac{1}{2} V_{OC} \quad R_L = R_S \tag{1.69}$$

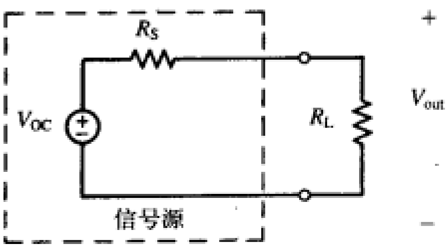


图1-12　信号源对不匹配负载输出的计算

信号源的输出一般假设$R_S=R_L=50\Omega$，并且传送到$R_L=50\Omega$负载处的功率形式以dBm为单位给出：

39

$$P_{out} = \frac{V_{out}^2}{R_L = 50\Omega} \tag{1.70}$$

注意：在功率表达式中存在因子1/2，这是因为假设电压以RMS值给出，$V_{out\,peak} = \sqrt{2} V_{out\,RMS}$，见参考文献[3]。在工业中这是一种典型的假设。电压和电流都用RMS值给出，在功率表达式中就不再需要因子1/2。传送到假定为50Ω负载上的输出功率通过测量仪以dBm为单位读出。如下：

$$P_{out\,dBm} = 10\log_{10}\left(\frac{P_{out}}{1\,\text{mW}}\right) \tag{1.71}$$

例如，如果50Ω负载上的输出电压是$V_{out}=120\mu V=41.6dB\mu V$，那么传送到这个50Ω负载上的功率为：

$$P_{out} = \frac{(120\times10^{-6}\,\text{V})^2}{50\,\Omega} \times \frac{1000\,\text{mW}}{1\,\text{W}} = 2.88\times10^{-7}\,\text{mW} = -65.4$$

类似地，假设仪表读数给出的输出功率(假设50Ω负载)为−37dBm，通过下式可变换为V_{out}（RMS值）：

$$-37\,\text{dBm} = 2\times10^{-4}\,\text{mW} = 2\times10^{-7}$$

因此

$$2\times10^{-7}\,\text{W} = V_{out}^2/50$$

得

$$V_{out}=3.159\text{mV(RMS)}=70$$

如果与源相连的负载不是50Ω，那么测量仪的读数不会给出该负载上的输出功率。但是，可以从测量仪的读数求出实际的输出电压，只不过需要进行一些计算。例如，假设一个源（50Ω）将输出设置为−26dBm，但连接的却是150Ω的负载。求解实际输出电压最简单的方法是：（1）确定源的V_{OC}；（2）计算V_{out}。首先，在假设负载为50Ω的情况下确定源的V_{OC}（假定仪表的读数已经过校准）。−26dBm输出到50Ω负载上得到该负载的功率是0.002 512mW或2.512×10^{-6}W。这个功率被50Ω负载消耗时，50Ω负载上的电压为：

$$V_{out}=\sqrt{50\times P_{out}}=11.2\ \text{mV}=80.99\quad(R_L=50\Omega)$$

40

所以，开路电压（由于假设$R_S=R_L$）为：

$$V_{OC}=2\times V_{out(R_L=50\Omega)}=22.4\,\text{mV}=87$$

现在利用$R_S=50\Omega$和$R_L=150\Omega$且利用分压公式可从图1-12计算出实际输出电压为：

$$V_{out}=\frac{150}{50+150}\times22.4\,\text{mV}=16.8\,\text{mV}=84.5$$

可以直接得到以dB为单位的值。当负载是50Ω时，将输出电压翻倍能直接得到开路电压：

$$V_{OC\,dB\mu V}=6\,\text{dB}+V_{out\,dB\mu V}|_{R_L=50\,\Omega}=6\,\text{dB}+80.99\,\text{dB}\mu\text{V}=87$$

因此，输出电压为：

$$V_{out\ dB\mu V}=\underbrace{20\log_{10}\left(\frac{150}{50+150}\right)}_{-2.5\ \text{dB}}+V_{OC\,dB\mu V}=-2.5\,\text{dB}+87\,\text{dB}\mu\text{V}=84.5$$

复习题1.8 一台50Ω的信号发生器与输入阻抗为25Ω的信号测量仪相连，信号发生器指示的输出电平为−20dBm，求信号测量仪的输入电压，以dBμV为单位。

答案：83.5dBμV。

41

大多数信号测量仪，如频谱仪，也规定在假设输入阻抗为50Ω时它们响应。例如，−25dBm的电平意味着仪器50Ω输入阻抗上消耗的功率是−25dBm或者0.003 162mW。由上述基本的功率关系式可以计算出输入端的电压（RMS）为：

$$V_{in}=\sqrt{50\times0.003\,162\,\text{mW}}=12.574\,\text{mV}=82$$

本章复习题1.8表明可通过下式将以dBm为单位的功率转换为以dBμV为单位的功率。假设阻抗为50Ω时，两端的电压（RMS）为：

$$\text{dB}\mu\text{V (RMS)}=107+\text{dBm}\tag{1.72}$$

因此，−25dBm为107−25＝82dBμV。例如，加在频谱仪上的典型校准信号为−30dBm，利用式（1.72）能计算出以dBμV为单位的电平为107−30＝77dBμV。

最后，在给定电缆损耗（在某一个频率上）和信号源指示计上的输出读数时，可以利用这些原理来计算图1-11中的信号测量仪所测得的信号。整个过程中，假设50Ω的源、电缆和信号测量仪。如果不是这样的配置，下面所述就没有意义了。而且，由信号测量仪测得的实际信号电平难以确定或根本无法确定（不作其他测试）。假设信号源指示计显示源在100MHz时输出−30dBm的信号电平，假设电缆（RG58U）的长度是150ft，

100MHz时电缆损耗为4.5dB/100ft，则接收功率可由下式计算：

$$P_{rec}=\frac{电缆输出功率}{电缆输入功率}\times P_{sourc} \tag{1.73}$$

将上式两边同时取$10\log_{10}$，得

$$P_{rec\,dBm}=电缆增益_{dB}+P_{source\,dBm}=-\frac{4.5\,dB}{100\,ft}\times 150\,ft+(-30\,dBm)=-36.75 \tag{1.74}$$

可转换为0.2113μW的功率或在50Ω负载两端的电压：

$$V_{rec}=\sqrt{P_{rec}\times 50}=3.25\,mV=70.24$$

[42] 但这可以利用式（1.72）更直接地得到结果，而不需要转换为绝对功率：

$$V_{rec,dB\mu V}=107+P_{rec,dBm}=107-36.75=70.25$$

因为dB定义为功率比值的$10\log_{10}$，电压电流比值的$20\log_{10}$，所以也可以将电缆损耗（功率比值）的dB值转换为电压。但是，由于对电压或电流的这种定义暗示了$R_{in}=R_L$，如图1-6所示，所以在转换为电压时需要如图1-11所示的匹配负载。例如，在前面问题中源的输出功率为−30dBm，转换成输出端上7.07mV或77dBμV的电压。因为电缆是匹配的，所以也可以计算出信号测量仪输入端两端的电压为：

$$V_{rec\,dB\mu V}=电缆增益_{dB}+V_{source\,dB\mu V} \tag{1.75}$$

对此问题作如下计算：

$$V_{rec\,dB\mu V}=-\frac{4.5\,dB}{100\,ft}\times 150\,ft+77\,dB\mu V=-6.75\,dB+77\,dB\mu V=70.25$$

如同利用功率计算一样。

复习题1.9　一台50Ω信号发生器与30ft长的RG58U电缆相连，信号源调谐于100MHz，信号发生器指示的输出电平为−15dBm，求信号测量仪的输入电压，以dBμV为单位。

答案：78.5dBμV。

习题

1.1　EMC涉及的方面

1.1.1　将下列信号传输情形简化为源、耦合路径和接收器。

1. AM收音机信号传输到人耳。
2. TV信号传输到人眼。
3. 雷达目标识别。
4. 60Hz电源供给空调。[43]
5. 数字计算机的数据传输给打印机。
6. 雷达发射机和数字计算机之间的无意干扰。
7. 汽车点火系统和汽车收音机之间的干扰。
8. 闪电引起的收音机干扰。
9. 你自己选择几种其他的干扰情况。

1.1.2　浏览以下出版物的主题索引，找出EMC的各个不同的主题概要：

1. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility。
2. IEEE 国际电磁兼容学术会议论文集。
3. 各种商业杂志，如RF设计、EMC技术、ITEM、兼容工程和EMC测试与设计。

1.1.3 转换单位：
1. 30mile转换为用km表示[48.2km]
2. 1ft转换为用mil表示[12 000mil]
3. 100码（美式足球场的长度）转换为m[91.44m]
4. 1mm转换为mil[39.37mil]
5. 1μm转换为mil[0.039 37mil]
6. 880码（赛跑距离）转换为m[804.67m]
7. 35 786km（地球同步轨道卫星的高度）转换为mile[22 263mile]
8. 238 857mi（地球到月球的距离）转换为km[384 403km]

1.4 电尺寸和波

1.4.1 求分别用公制单位和英制单位来表示的下列频率所对应的波长：
1. 850MHz，自由空间[35.3cm，13.9in]
2. 430MHz，特氟纶[48.1cm，18.95in]
3. 250kHz，空气[1200m，3937ft]
4. 20 kHz（RS-232数据传输），空气[15 000m，9.32mi]
5. 450kHz~1.5MHz 收音机调幅信号，空气[667m~200m，2187ft~656ft]
6. 108MHz调频信号，空气[2.78m，9.11ft]
7. 20MHz 计算机时钟基频，玻璃环氧树脂（$\varepsilon_r=4.7$）[6.92m，22.7ft]
8. 1GHz微波信号，空气[30cm，11.81in]

44

1.4.2 将下列物理尺寸用波长来表示：
1. 120MHz，18cm，空气[0.072λ]
2. 100MHz，6ft，空气[0.61λ]
3. 500 MHz，10in，玻璃环氧树脂（$\varepsilon_r=4.7$）[0.918λ]
4. 空气中6 ft长的打印机电缆，80MHz[0.49λ]
5. FCC规定的3m法测量距离时，在空气中限值的频率上限（1GHz）和下限（30MHz）[3.048λ，0.091λ]
6. 空气中长为10mi的60Hz电力传输线[$3.22\times10^{-3}\lambda$]
7. 汽车（12 ft）在调幅波段的低频点（450kHz）[$5.5\times10^{-3}\lambda$]

1.4.3 求分别用公制单位和英制单位表示的下列频率所对应的波长。
1. LORAN C 远程导航频率90Hz。[3333.3km，2071.2mi]
2. 水下通信频率1KHz。[300km，186.41mi]
3. 航天器的自动方向探测器频率350KHz。[857.14m，0533mi]
4. AM收音机信号频率1.2MHz。[250m，820.2ft]
5. 业余无线电频率35MHz。[8.57m，28.12ft]
6. FM收音机信号频率88MHz。[3.41m，11.18ft]
7. 着路仪器仪表频率335MHz。[89.55cm，2.94ft]

8. 卫星频率6GHz。[5cm，1.97in]

9. 遥感器频率45GHz。[6.67mm，262.5mi]

1.4.4　将下列的物理尺寸用波长来表示。

1. 50mi长，频率为60Hz的电力传输线。[1/62λ]

2. 500ft的AM广播天线，其发射频率为500KHz。[0.254λ]

3. 4.5ft的FM广播天线；发射频率为110MHz。[0.5λ]

4. 印制电路板上2in的连接盘，其发射信号频率为2GHz（假设其传播速度为1.5×10^8m/s）。[0.677λ]

1.4.5　正弦电流波如下所述，求其传播速度和波长。如果该正弦电流波传输距离为d，请确定其时延和相移。

45

1. $i(t,z)=I_0\cos(2\pi\times10^6t-2.2\times10^{-2}z)$，$d=3$km [$v=2.856\times10^8$m/s，$\lambda=285.6$m，$T_D=10.5\mu s$，$\phi=3781.5°$]

2. $i(t,z)=I_0\cos(6\pi\times10^9t-75.4z)$，$d=4$in [$v=2.5\times10^8$m/s，$\lambda=83.3$mm，$T_D=0.41$ns，$\phi=438.9°$]

3. $i(t,z)=I_0\cos(30\pi\times10^7t-3.15z)$，$d=20$ft [$v=2.99\times10^8$m/s，$\lambda=1.995$m，$T_D=20.4$ns，$\phi=1100.2°$]

4. $i(t,z)=I_0\cos(6\pi\times10^3t-0.126\times10^{-3}z)$，$d=50$mi [$v=1.5\times10^8$m/s，$\lambda=50$km，$T_D=0.54$ms，$\phi=580.9°$]

1.5　分贝与常用的EMC单位

1.5.1　将下列电压以dBμV和dBm为单位表示：

1. 23mV [87.2dBμV，−19.8dBm]
2. 670μV[56.5dBμV，−50.5dBm]
3. 3.2V[130dBμV，23.1dBm]
4. 0.1μV[−20dBμV，−127dBm]
5. 1mV[60dBμV，−47dBm]
6. 300mV[110dBμV，2.55dBm]
7. 21mV[86.4dBμV，−20.6dBm]
8. 30V[149.5dBμV，42.5dBm]
9. 48mV[93.6dBμV，−13.36dBm]
10. 0.3V[109.5dBμV，2.55dBm]
11. 0.5μV[−6.02dBμV，−113dBm]
12. 200mV[106dBμV，−0.97dBm]

1.5.2　将下列各量转换为以V为单位的量：

1. −26dBμV[0.05μV]
2. −35dBm[4mV]
3. −16dBm[35mV]
4. 36dBμV[63.1μV]
5. −28dBmV[39.8μV]

6. 20 dBm[2.24V]

1.5.3　用一个简单公式来表示dBμV和dBm之间的电压转换：

[dBμV = 107 + dBm]

1.5.4　用dBμV/m来表示下列的电场强度：

1. 100μV/m [40dBμV/m]

2. 1mV/m [60dBμV/m]

3. 200V/m [166dBμV/m]

46

1.5.5　以dB为单位估计下列电压或电流之比，给出精确值：

1. 200 [46.02，46]

2. 640 [56.12，56.1]

3. 32×10^{-3} [−29.9，−30]

4. 5.7×10^{-6} [−104.88，−104]

1.5.1　电缆的功率损耗

1.5.6　用30ft长的同轴电缆（RG-58U）将50Ω的源与50Ω的接收机相连。如果源输出100MHz，−30dBm的信号，求接收机输入端以mV和dBμV为单位的电压。[6.05mV，75.6dBμV]

1.5.7　50Ω接收机通过200m的同轴电缆（RG-58U）与天线相连，接收机在200MHz时的指示电平为−20dBm，如果电缆在200MHz时的损耗为8dB/100ft，求天线输入端以dBμV为单位的电压。[139.48dBμV, 9.43V]

1.5.2　信号源的特性

1.5.8　50Ω源调谐于100MHz，通过200ft长的50Ω同轴电缆50Ω频谱分析仪相连。电缆的损耗为V_{ant}（100MHz）时，频谱分析仪在100MHz时测得的信号电平为56.5dBμV。如果移去电缆，将信号源直接与100Ω的负载相连，求负载两端以dBμV为单位的电压。[67.98dBμV]。再求信号源上以dBm为单位的读数。[−41.5dBm]

1.5.9　50Ω信号源通过200ft长的同轴电缆（RG-58U，100MHz时的损耗为4.5dB/100ft）与50Ω接收机相连。信号源调谐于100MHz，输出指示为−30dBm。求接收机输入端以dBμV为单位的电压。[68dBμV]。如果信号源输出端的电压被测得为30mV，求此时接收机输入端以dBm为单位的电压。[−26.45dBm]。如果测得接收机输入端接收到的电压为−50dBm，求此时信号源以dBμV为单位的输出电压。[66dBμV]

1.5.10　50Ω信号源通过200ft长的双绞线（$Z_C=300\Omega$）与300Ω接收机相连。双绞线在信号源频率上的损耗为C_1。如果信号源指示输出电压为−30dBm，求接收机输入端以dBμV为单位的电压。[71.7dBμV]

1.5.11　根据仪表指示，一个50Ω的振荡器产生一个电平为−20dBm的信号。如果将一个150Ω的负载跨接在它两端，求以dBμV为单位的输出电压。[90.5dBμV]

47

1.5.12　一个50Ω的振荡器连接在示波器的高阻抗输入端（$C_{in}=47\text{pF}$，$R_{in}=1\text{M}\Omega$），信号源调谐于100MHz，电平设为−30dBm，求示波器显示的正弦波的电压峰值电平。[11.22mV]

参考文献

1. C. R. Paul and S. A. Nasar, *Introduction to Electromagnetic Fields*, 2nd ed., McGraw-Hill, New York, 1987.
2. C. R. Paul, *Electromagnetics for Engineers: with Applications to Digital Systems and Electromagnetic Interference*, Wiley, Hoboken, NJ, 2004.
3. C. R. Paul, *Fundamentals of Electric Circuit Analysis*, Wiley, New York, 2001.
4. H. W. Ott, *Noise Reduction Techniques in Electronic Systems*, 2nd ed., Wiley- Interscience, New York, 1986. (See also the Website: http://www.hottconsultants.com.)
5. D. D. Gerke and W. D. Kimmel, EDN's designer's guide to EMC, *EDN Magazine* (1994, 2000), http://www.emiguru.com. (Available at *http://www/edn.com/index.asp? layout= siteInf o &doc_id= 31667.*)
6. B. Keiser, *Principles of Electromagnetic Compatibility*, 3rd edition, Artech House, Dedham, MA, 1987.
7. N. Violette, D. R. J. White, and M. Violette, *Electromagnetic Compatibility Handbook*, Van Nostrand-Reinhold, New York, 1987.
8. J. R. Barnes, *Electronic System Design: Interference and Noise Control Techniques*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1987.
9. E. R. Freeman and M. Sachs, *Electromagnetic Compatibility Design Guide*, Artech House, Dedham, MA, 1982.
10. T. A. Jerse, *Designing for Electromagnetic Compatibility*, Hewlett-Packard, Palo Alto, CA, 1989.
11. F. M. Tesche, M. V. Ianoz, and T. Karlson, *EMC Analysis Methods and Computational Models*, Wiley-Interscience, New York, 1997.
12. J.J. Goedbloed, *Electromagnetic Compatibility*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N J, 1992.
13. R Perez, ed., *Handbook of Electromagnetic Compatibility*, Academic Press, New York, 1995.
14. H. J. Johnson and M. Graham, *High-Speed Digital Design*, Prentice-Hall PTR, New York, 1993.
15. H. Johnson and M. Graham, *High-Speed Signal Propagation*, Prentice-Hall PTR, New York, 2003.
16. S. H. Hall, G. W. Hall, and J. A. McCall, *High-Speed Digital Design*, Wiley-Interscience, New York, 2000.
17. C. R. Paul, An undergraduate course in electromagnetic compatibility, *1986 IEEE Int. Symp. Electromagnetic Compatibility*, San Diego, CA, Sept. 1986.
18. C. R. Paul, Establishment of a university course in electromagnetic compatibility (EMC), *IEEE Trans. Educ*. 33, 111 - 118 (1990).

48

第2章 电子系统的EMC要求

本章将讨论研究EMC问题的动机。这种动机来源于电子系统在其必要的功能性性能设计之外的其他设计目标，而这些目标源自于系统能与其环境电磁兼容的总体要求。对于电子系统存在两类基本的EMC要求：

（1）政府机构的强制要求；

（2）产品生产商提出的要求。

由政府机构提出的要求是法定要求，必须执行。强制执行这些要求是为了使产品所产生的干扰最小。但是，符合这些EMC要求并不能保证产品就不会引起干扰，这只是允许一个国家制定这样一些要求来控制产品所产生的“电磁污染”的量。为了使产品能在某个国家上市（做广告或是销售），产品必须符合这些要求。如果一个产品不符合这个国家的EMC要求而不能在其市场出售的话，那么它所具有的功能和也无益于提高其市场潜力。

另一方面，生产商对自身产品所制定的EMC要求是为了提升客户的满意度，制定这些要求是为了保证产品的可靠性和质量。例如，如果一台新的数字计算机被证明对静电放电（ESD）很敏感，那么这家公司在产品质量控制上就会名誉扫地，继而导致该产品或其他产品在未来销售中的失利。因此，在市场中保持良好的声誉是极其重要的。这里只能在一般的概念上讨论这些公司的内部要求，因为大多数这样的要求都是专有的，不面向公众。但是，大多数生产商提出的很多标准化的要求都是我们将要讨论的。

符合上述两种EMC要求，对于产品在市场中的成功很关键。我们将首先讨论政府机构的要求，然后再讨论生产商们提出的要求。

2.1 政府要求

随着全球性的运输和通信的迅速发展，今天的市场已成为全球化的市场。因此，各国的EMC要求对于电子设备制造商来说都是非常重要的。这里将这些EMC要求分成两类：针对在美国市场上出售的产品的EMC要求和在美国以外市场上出售的产品的EMC要求。此外，每个国家的强制性要求又进一步细分为对民用产品和军用产品的要求。

本节将简要概述典型的强制性要求。对于每个标准之间技术上的细微差异不做讨论，以便能集中讨论一般性的EMC要求，而不致于陷入技术上的细枝末节。必须强调的是，政府的强制性要求一直处于稳定的变化状态。这里所讨论的标准是在本书写作期间正有效实施的标准，读者应参考这些标准的最新版本。大多数生产电子产品的公司都有“EMC标准的权威”，他的工作就是跟踪全世界各国政府颁布的最新EMC要求。本章不讨论这些标准，仅讨论对传导和辐射发射的主要要求。

2.1.1 对美国市场上出售的民用产品的要求

在美国，联邦通信委员会（FCC）负责制定无线通信和有线通信的规章制度，其中最重要的一个部分就是负责控制来自无线通信和有线通信的干扰。联邦法规47款中的FCC法规和规范中有些部分适用于无需执照的电子设备。第15部分适用于射频设备，是在此要关注的主要内容[1]。FCC所定义的“射频”的频率范围为9kHz~3000GHz。射频设备指的是能够通过辐射、传导或其他方式有意或无意地发射射频能量的设备。第15部分的目的就是要控制来自这些发射器的干扰。需取得无线电台执照才能使用的发射机，其法规和规范由另一部分涵盖。“射频设备”的一些例子，如直流电机，其电刷处发生的电弧会产生包含射频频段的宽频谱能量；再如数字计算机，其时钟可以产生射频频段的辐射发射；再如电子打字机也包含了数字电路部分，等等。这里对FCC规范的讨论是简要的，但也包含了基本的要点以及针对数字设备的部分。 50

1979年FCC在其法规和规范的第15部分之后，公布了持续对电气工程和电子工业具有重大影响的要求。随着计算机和其他数字设备的逐渐增加，FCC意识到为了减小对无线通信和有线通信的潜在干扰，有必要这些设备的电磁辐射设置一些限值。随着规则的增加，此类干扰的例子也随之出现，这就导致了上述法规的颁布，这些规则具有法律效力。新规范基本设定了针对数字设备的辐射发射和传导发射限值。FCC将“数字设备”定义为任何产生和使用时钟脉冲，而脉冲的速率为每秒9000个脉冲（周期），并采用数字技术的无意辐射器（设备或系统）。虽然也存在一些有限数量的意外，但任何具有数字电路并使用9kHz以上时钟信号的电子设备都必须遵循此法规。例如，该法规包含了电子打字机、计算器、销售终端、打印机、调制解调器以及个人电脑等。

除非数字设备的辐射发射和传导发射经过测试，并且没有超过法规中规定的限值，否则在美国将该产品投入市场是违法的。FCC所指的市场包括运输、出售、允许买卖等环节。如果有意违反这些法规，将会受到罚款和/或拘禁等处罚。生产这些产品的公司并未像关注破坏宣传而带来“反面因素”那样关注这些后果，但他们也很关注产品潜在的召回所带来的经济影响。如果产品被FCC随机抽查检测并发现不符合要求的话，就有召回产品的危险。所以仅生产一个符合法规的样品是不够的，所有出售的产品都必须符合要求。

FCC进一步将数字设备产品划分为A类和B类。A类数字设备指的是在市场上出售的用于贸易、工业或商业环境的设备，B类数字设备指的是在市场上出售的应用于居住环境的设备，同时它们也可以在贸易、工业或商业环境下使用。B级限值比A级限值更严格，这是基于在工业环境中使用的设备所产生的干扰比在居住环境下使用的设备所产生的干扰更容易控制这一合理假设，因为在居住环境中干扰源和敏感设备可能离得更近。此外，居住环境中干扰设备的拥有者也不可能像工业用户那样具备专业知识和财力来解决这样的问题。因此，对于居住区使用的产品要更严格地控制其潜在的干扰。个人电脑及其辅助设备属于B类数字设备，生产商必须对它们进行符合性测试，且测试数据必须提交给FCC以进行认证。FCC可能要求对一个样品进行测试。对于其他所有的数字设备，生产商也必须对产品进行符合性测试，但不需向FCC提交测试数据。FCC会采取随机抽样的方法来进行认证。本节将讨论限值，用于符合性认证的测试过程将在2.1.4节中讨论。 51

规范中的FCC限值涉及数字产品的传导发射和辐射发射。传导发射是指经产品交流电源线流出并进入公众电网的电流，由于这个“天线”有更大的辐射范围，所以它可能更有效地辐射，从而对其设备造成干扰。传导发射的频率范围为450kHz~30MHz。通过在产品的交流电源线上插入一个线性阻抗稳定网络（LISN）就可以验证该产品的符合性。虽然要控制的发射是从产品的交流电源线上流出的电流，但限值还是以电压为单位给出，这是因为2.1.4节中描述的测试设备（LISN）测量的是一个与干扰电流直接相关的电压值。辐射发射关注的是可能被其他电子设备所接收的由该数字设备所发射的电场和磁场，它们会对其他电子设备造成干扰。FCC和其他制定标准的组织一样，只要求测试辐射电场，规定的限值以dBμV/m为单位的电场形式给出。辐射发射的频率范围从30MHz开始扩展到40GHz。通过在半电波暗室或在开阔场地测量产品的辐射电场来进行符合性认证。辐射发射必须用具有相对于试验场地接地平板的垂直极化和水平极化两种极化方式的测量天线来测量，产品必须在两种极化方式下都符合。

FCC第15部分的要求包含几个子部分：子部分A涉及一般要求，子部分B涉及无意辐射器（如数字设备），子部分C涉及有意辐射器（如无线发射机）。因此，我们主要关注子部分B。B类设备的传导发射限值（从电源线向外）由表2-1给出。A类数字设备的传导发射限值由表2-2给出。这些发射用电源线上插入的线性阻抗稳定网络（LISN）来测量。LISN在2.1.4节中讨论。这里需要满足两个等级的限值：QP指的是测量接收机中的准峰值检波器，而AV指的是测量接收机中的平均值检波器，见第3章3.3.2节中对这些滤波器的讨论。限值曲线见图2-1。 52

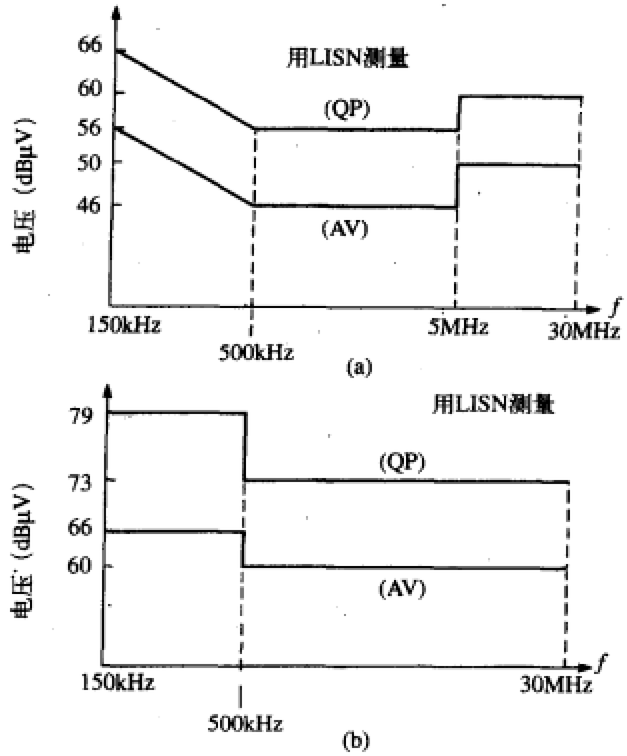
表2-1 B类数字设备的FCC和CISPR 22传导发射限值

频率（MHz）	μVQP(AV)	dBμVQP(AV)
0.15	1995(631)	66(56)
0.5	631(199.5)	56(46)
0.5～5	631(199.5)	56(46)
5～30	1000(316)	60(50)

表2-2 A类数字设备的FCC和CISPR 22传导发射限值

频率（MHz）	μVQP(AV)	dBμVQP(AV)
0.15～0.5	8912.5(1995)	79(66)
0.5～30	4467(1000)	73(60)

辐射发射的频率上限在表2-3中给出，该频率基于产品中使用的最高频率。例如，当前具有3GHz时钟频率的个人计算机的辐射发射要求测量到15GHz。B类数字设备的辐射发射限值在表2-4中给出，A类数字设备的辐射发射限值在表2-5中给出，它们的曲线见图2-2。这些电平都是用测量接收机中的准峰值检波器测量的。对于1GHz以上的测量，B类数字设备的限值是54dBμV/m（平均值检波）和74dBμV/m（峰值检波），A类数字设备的限值是49.5dBμV/m（平均值检波）和69.5dBμV/m（峰值检波）。B类设备的辐射发射测量距离是3m，A类设备的辐射发射测量距离是10m。此外，测量必须在测量天线为水平和垂直两种极化方式（分别平行和垂直于试验场地的接地平板）下进行，天线还必须在接地平板以上1m~4m的范围内扫描并记录最大的发射值。



（a）B类；（b）A类

图2-1 FCC和CISPR 22传导发射限值

表2-3 测量频率的上限

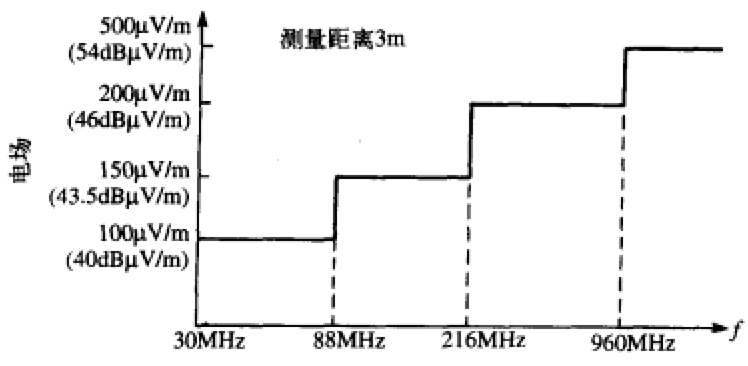
设备中产生或使用的最高频率或设备的工作频率和调谐频率（MHz）	测量频率范围的上限（MHz）
<1.705	30
1.705~108	1000
108~500	2000
500~1000	5000
>1000	最高频率的5次谐波或40GHz中较低的那个频率

表2-4 FCC B类数字设备的辐射发射限值

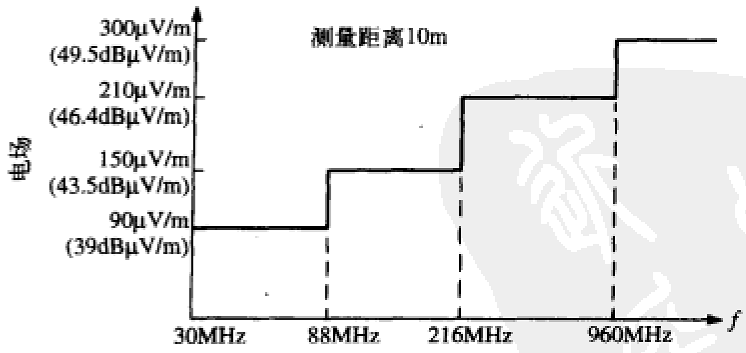
频率（MHz）	在3m处测量	
	μV/m	dBμV/m
30~88	100	40
88~216	150	43.5
216~960	200	46
>960	500	54
>1GHz	500(AV)	54(AV)
	5000(PK)	74(PK)

表2-5 FCC A类数字设备的辐射发射限值

频率（MHz）	在10m处测量	
	μV/m	dBμV/m
30~88	90	39
88~216	150	43.5
216~960	210	46.4
>960	300	49.5
>1GHz	300(AV) 3000(PK)	49.5(AV) 69.5(PK)



(a)



(b)

（a）B类；（b）A类

图2-2 FCC辐射发射限值

比较A类和B类产品的辐射发射限值可以看出A级限值宽松了多少。但是，B类设备的辐射发射是在距产品3m的距离上进行的，而A类设备辐射发射的测量则是在10m的距离上进行的。一种换算不同测量距离上测量电平的方法就是与距离成反比的方法，即假定辐射发射随着距测量天线的距离的增加而线性减小。因此，如果测试距离变为10m，则在3m处的辐射发射就被认为减少了3/10，反之亦然。为了将A级限值从10m距离换算到3m处，可将A级限值加上$20\log_{10}(10/3) = 10.46\text{dB} \cong 10\text{dB}$，因为将测试点向源方向移近

将增加所测量的电场电平值。基于这种外推法，比较如图2-3所示的限值可见：A级限值比B级限值放宽了10dB。应指出的是，当且仅当测试点位于辐射源的远场区中时，天线的辐射才随着距离的增加而减小，正如在第7章中所看到的那样。远场边界的一个近似准则是三个波长（3λ）。因此，在最低的测试频率为30MHz时，远场近场的分界是30m，而为1GHz时则是90cm。所以，3m的测试距离可能落在30MHz时产品辐射的近场区中，30MHz时的A级限值外推到3m（或B级限值外推到10m）可能是无效的。虽然是近似的，但无论如何这种比较举例说明了A类设备辐射发射的控制比B类设备的辐射发射低了一个数量级。

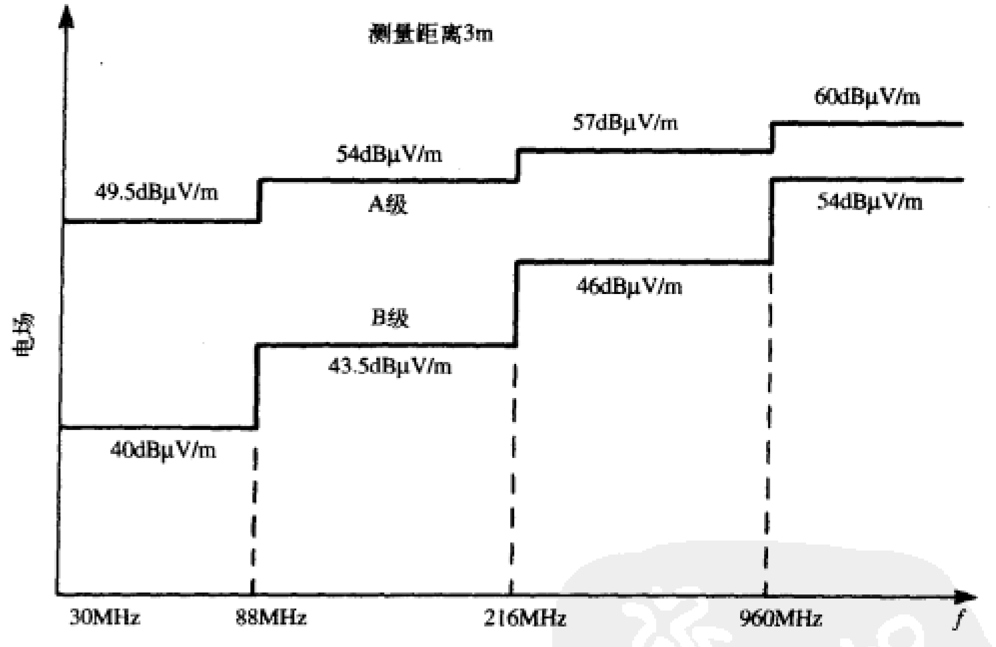


图2-3 测试距离为3m时，FCC A级辐射发射限值和B级辐射发射限值的比较

复习题2.1 计算图2-3中的电平。

2.1.2 对在美国以外市场上出售的民用产品的要求

对于在美国以外的市场上销售的产品，大部分法定EMC要求都是由国际无线电干扰特别委员会（CISPR）首先提出的，CISPR是国际电子技术委员会（IEC）下的一个委员会。虽然CISPR撰写标准，但这些标准都不是强制性的。然而，大多数国家都采用CISPR推荐标准作为各自的国家标准。使用最为广泛的标准是CISPR 22，它为基本上包含了数字设备的信息技术设备（ITE）设置了辐射和传导发射限值，数字设备的含义与FCC中的相同。限值分为A类设备和B类设备的限值，它们的含义本质上与FCC的定义相同。大部分市场在欧洲经济区（EEA）内，欧洲经济区包含25个欧盟（EU）成员国，即以前著名的欧洲共同体（EC）或欧洲经济共同体（EEC）。EEA也包括欧洲自由贸易联盟的三个成员国。欧洲的EMC指令89/336/EEC（2004/108/EC，2004年12月31日颁布，

2007年7月20日生效）[2]针对EEA的成员。如果产品满足该指令的要求，那么生产商或进口商就可在产品上粘贴"CE"标志，即被认为符合EMC指令，可在EEA的区域内合法销售。FCC近来已经与该指令协调了传导发射限值。虽然该指令中有大量的EMC标准，但是我们要讨论的主要一点是欧洲标准EN55022[3]，它本质上是IEC颁布的CISPR 22标准[4]。

53 ~ 56

CISPR 22（EN 55022）的传导发射限值在表2-1和表2-2中给出，并如图2-1所示，它们与FCC的传导发射限值相同。

CISPR 22（EN 55022）对B类ITE设备的辐射发射限值列于表2-6，对A类ITE设备的辐射发射限值列于表2-7。B类设备在10m处测量的辐射发射限值同A类设备的限值电平。类似于FCC的辐射发射限值，这些电平是用带准峰值（QP）检波器的CISPR接收机来测量的。FCC和CISPR 22的辐射发射限值在图2-4中比较。由于FCC和CISPR 22对A类设备的限值都是在10m处测量的，因此，不需要换算。但是，FCC B类发射限值是在3m距离上测量的，为了使用与距离成反比的原则将该值换算到CISPR 22中10m测量距离上的B类限值，可将3m测量距离上的FCC B类限值减去$20\log_{10}(10/3)=10.46\text{dB}$，或在CISPR 22的10m距离处的B类限值上加上10.46dB换算到FCC3m距离处的B类限值。我们选择的是从FCC3m距离处的B类限值中减去10.46dB得到10m处的限值。目前，CISPR 22（EN55022）还没有对1GHz以上的辐射发射提出要求，但随着个人计算机的时钟速度提高到GHz范围内，改变也是必然的。通过比较可知，CISPR 22的B级限值在88MHz~230MHz的频率范围内比FCC 的B级限值更为严格。从88MHz到216MHz CISPR 22 的B级限值要严格3dB，而从216MHz到230MHz则严格5.5dB。从230MHz到960MHz，FCC限值更为严格，低了约1.5dB。通过比较我们再次看到，CISPR 22的A类数字设备限值在88MHz~216MHz频率范围内比FCC限值严格约4dB，在216MHz~230MHz频率范围内严格约6dB。从230MHz到960MHz，CISPR 22限值比FCC限值略宽1dB。

57

表2-6 CISPR 22 B类ITE设备的辐射发射限值（10m）

频率（MHz）	μV/m	dBμV/m
30~230	31.6	30
230~1000	70.8	37

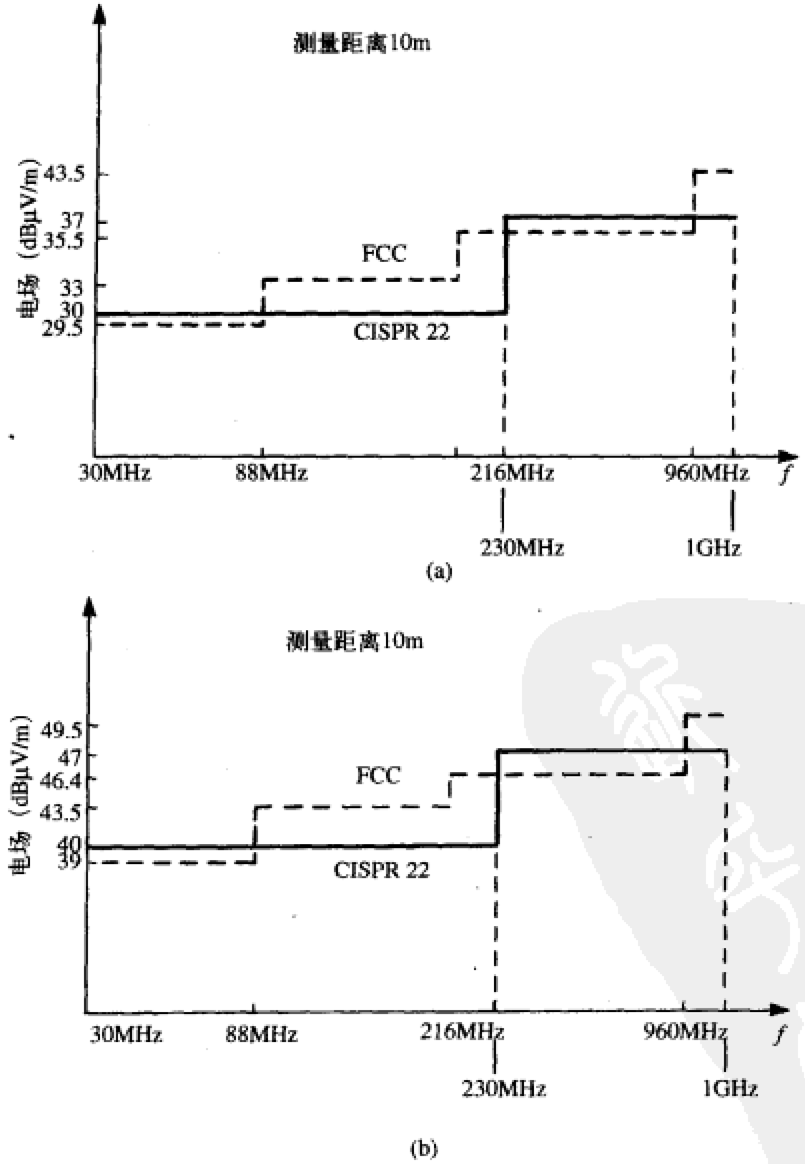
表2-7 CISPR 22 A类ITE设备的辐射发射限值（10m）

频率（MHz）	μV/m	dBμV/m
30~230	100	40
230~1000	224	47

复习题2.2 计算图2-4中的电平。

欧洲EMC指令中最重要的一方面是它首次强制要求产品测试对其他干扰源的传导和辐射发射抗扰度（敏感度）。由于FCC关注的是有线和无线电通信的服务能力，所以美国的FCC规范还没有这样的要求。这些敏感度要求当被测试产品处于模拟其预期电磁环境的外部干扰源中时，产品的工作性能不能由于这些干扰源的存在而降级。特别是，

这表明了一个质量问题，即产品必须能够在周围的电磁环境中可靠工作。这些抗扰度（敏感度）标准通常属于由IEC制定的61000系列标准，被采纳为EN 61000-4-XXX系列标准，它们在很大范围内覆盖了能导致产品故障的干扰源/干扰条件。其中包括静电放电（ESD）、辐射电磁场（由外部源所辐射的）、电快速瞬变脉冲群、浪涌抗扰度测试；工频（50Hz，60Hz）磁场、脉冲磁场抗扰度测试、阻尼振荡磁场、电压跌落、交变电流中的短时中断、交流端口的谐波和内部谐波、从0Hz到150kHz的传导、共模骚扰抗扰度试验和电源质量试验。



（a）B类；（b）A类

图2-4　CISPR 22辐射发射限值与FCC辐射发射限值的比较

2.1.3 对美国市场上出售的军用产品的要求

在美国及其之外商业公司的大部分产品都是面向军事应用的。显然，控制军用产品干扰的辐射限值较民用产品更加严格，因为这些干扰可能影响包含该产品系统的功能性性能。此外，控制系统中的电子设备对其他电磁干扰源（如高功率雷达）的敏感度也很重要。军用系统的典型电磁环境要比民用产品的严格得多。

美国军用产品（国防部的所有部门）的EMC要求包含在军标MIL-STD-461E：1999[5]中。这个标准中的限值和应用比FCC或CISPR 22的要求复杂得多，覆盖的频率范围也大得多。MIL-STD-461E中的要求也被美国以外的很多军事组织所采用。对军用产品的要求和对民用产品的要求（FCC和CISPR 22）之间关键的不同点是：对军用产品的要求可以*放弃和/或定制*，军方项目的采购官员有权放弃MIL-STD-461E的要求，也能接受针对特定系统的要求的修改，这就是所谓的“定制”；而对民用产品的要求却是任何人不能放弃的。表2-8给出了MIL-STD-461E中的单独要求，表2-9给出了针对特定系统的各个标准的应用[5]。下面将给出适用于所有系统的传导发射和辐射发射限值：传导发射CE102，电源线从10kHz～10MHz；辐射发射RE102，电场从10kHz～18GHz。对所有系统的传导抗扰度要求是CS101，电源线从30Hz～150kHz；CS114，大型电缆注入从10kHz～200MHz，这些限值见参考文献[5]。对所有系统主要的辐射抗扰度要求是RS103，电场从2MHz～40GHz。表2-10给出了系统所能承受的在不发生故障时的电场强度。其他限值参见参考文献[5]。

表2-8 MIL-STD-461E的发射和抗扰度要求

	要求描述
CE101	传导发射，电源线，30Hz~10kHz
CE102	传导发射，电源线，10kHz~10MHz
CE106	传导发射，天线端子，10kHz~40GHz
CS101	传导抗扰度，电源线，30Hz~150kHz
CS103	传导抗扰度，天线端口，互调，15kHz~10GHz
CS104	传导抗扰度，天线端口，无用信号注入，30Hz~20GHz
CS105	传导抗扰度，天线端口，交调，30Hz~20GHz
CS109	传导抗扰度，结构电流，60Hz~100kHz
CS114	传导抗扰度，大电缆注入，10kHz~200MHz
CS115	传导抗扰度，大电缆注入，脉冲激励
CS116	传导抗扰度，阻尼正弦瞬变，电缆和电源线，10kHz~100MHz
RE101	辐射发射，磁场，30Hz~100kHz
RE102	辐射发射，电场，10kHz~18GHz
RE103	辐射发射，天线的假输出和谐波输出，10kHz~40GHz
RS101	辐射抗扰度，磁场，30Hz~100kHz
RS103	辐射抗扰度，电场，2MHz~40GHz
RS105	辐射抗扰度，瞬变电磁场

表2-9 MIL-STD-461E的要求矩阵*

安装于或从下列平台或装置发射的设备和子系统	要求的适用范围																
	CE101	CE102	CE106	CS101	CS103	CS104	CS105	CS109	CS114	CS115	CS116	RE101	RE102	RE103	RS101	RS103	RS105
水面舰艇		A	L	A	S	S	S		A	L	A	A	A	L	A	A	L
潜水艇	A	A	L	A	S	S	S	L	A	L	A	A	A	L	A	A	L
飞行器，陆军，包括飞行路线	A	A	L	A	S	S	S		A	A	A	A	A	L	A	A	L
飞行器，海军	L	A	L	A	S	S	S		A	A	A	L	A	L	L	A	L
飞行器，空军		A	L	A	S	S	S		A	A	A		A	L		A	
空间系统，包括运载火箭		A	L	A	S	S	S		A	A	A		A	L		A	
地面，陆军		A	L	A	S	S	S		A	A	A		A	L	L	A	
地面，海军		A	L	A	S	S	S		A	A	A		A	L	A	A	L
地面，空军		A	L	A	S	S	S		A	A	A		A	L		A	

* 图例：A—适用的；L—限于在本标准的各独立部分中规定的；S—必须在采购文件中规定的测试项目。

表2-10 RS103限值[a]

频率范围	平台	限制电平（V/m）[a]							
		飞行器（外部或关于安全的）	飞行器内部	所有舰艇（甲板之上）和潜水艇（外部）[b]	舰艇（金属的）（甲板下面）	舰艇（非金属的）（甲板下面）	潜水艇	地面	空中
2MHz～30MHz	A	200	200	200	10	50	5	50	20
	N	200	200	200	10	50	5	10	20
	AF	200	20	—	—	—	—	10	20
30MHz~1GHz	A	200	200	200	10	10	10	50	20
	N	200	200	200	10	10	10	10	20
	AF	200	20	—	—	—	—	10	20
1GHz~18GHz	A	200	200	200	10	10	10	50	20
	N	200	200	200	10	10	10	50	20
	AF	200	60	—	—	—	—	50	20
18GHz~40GHz	A	200	200	200	10	10	10	50	20
	N	200	60	200	10	10	10	50	20
	AF	200	60	—	—	—	—	50	20

a. 关键字：A=陆军，N=海军，AF=空军。

b. 位于潜水艇压力舱外部但又在上层结构内部的装置，使用“舰艇（金属的）（甲板下面）”。

对于所有的发射要求，接收机必须使用峰值检波器。传导发射通过电源线上插入的LISN来测量，LISN在2.1.4节中讨论。CE102的要求是有关电源线向外的从10kHz到10MHz的传导发射，限值如图2-5所示，将此与图2-1中的FCC/CISPR 22限值作比较。

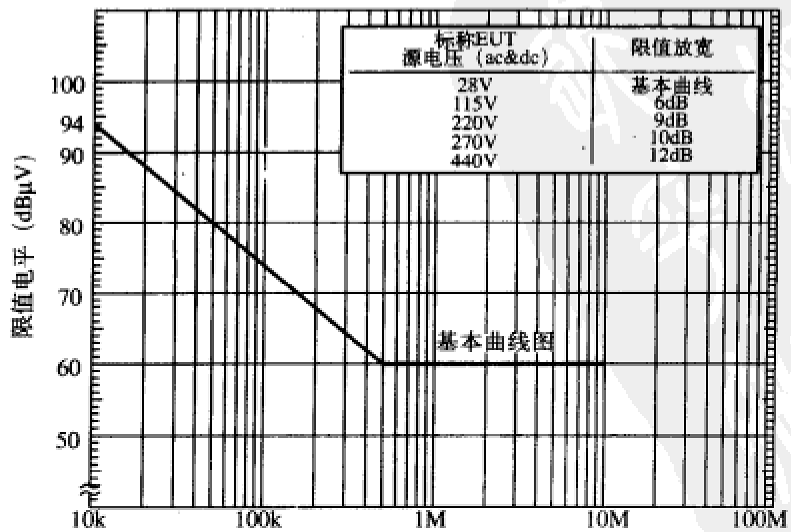


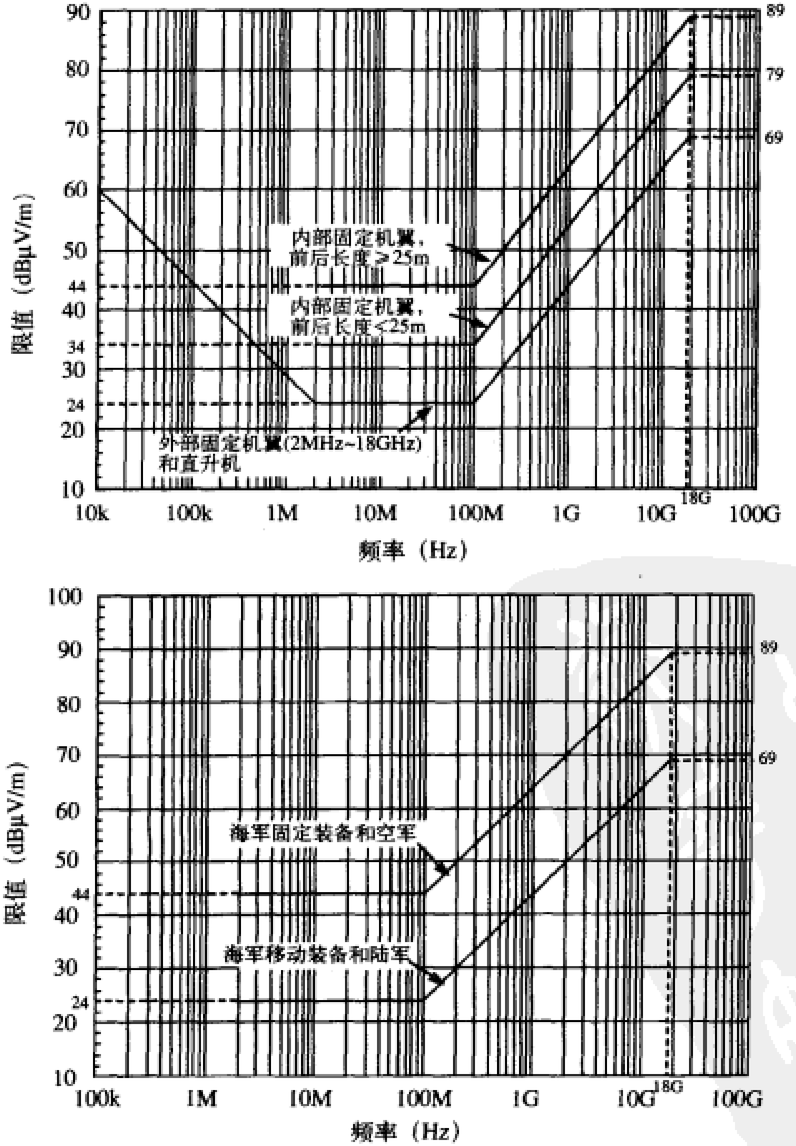
图2-5 使用于所有应用场合的MIL-STD-461E CE102限值（EUT电源线，交流和直流）

复习题2.3 比较图2-1中FCC/CISPR 22的传导发射限值和图2-5中的MIL-STD-461E

CE102限值。

RE102的要求是有关从10kHz到18GHz的辐射电场，航空器和空中应用方面的限值如图2-6a所示，地面应用方面的限值如图2-6b所示。这应与图2-2中的FCC限值和图2-4中的CISPR 22限值相比较。注意，所有的辐射电场都在1m处测量，而FCC/CISPR 22的辐射电场都在3m和10m的距离处测量。

复习题2.4　比较如图2-2所示的FCC辐射发射限值、如图2-4所示的CISPR 22辐射发射限值和如图2-6所示的MIL-STD-461E RE102发射限值（记住，为了比较，要根据测量距离的比例进行换算）。



（a）在航空器和空中应用方面的限值；（b）在地面应用方面的限值

图2-6　MIL-STD-461E RE102发射限值

2.1.4 符合性验证的发射测量

当试图验证某产品是否符合限值时，清楚地规定如何测量产品的发射与清楚地规定限值一样重要。测量辐射发射和传导发射都是复杂的课题。公平地讲，如果不清楚地规定测量方法而是留给测试人员自己来理解，那么同一个产品在不同的测试地点会得到不同的测量数据。每一个设置了辐射发射和传导发射限值的标准（FCC，CISPR 22和MIL-STD-461）都清楚地规定了如何测量数据，其中包括测试步骤、测试设备、带宽和测量天线等。再次强调，规定采集数据的方法相当重要，这可以使主管机构能保证在一家公司的试验场地测得的某产品的数据与限值进行有效的比较，也可与在其他试验场地测得的数据进行有效的比较。否则，主管机构和产品生产商都不能保证产品的发射是否符合限值。

62

FCC测试的测量步骤包含在美国国家标准协会（ANSI）的标准ANSI C63.4—2003[6]中。CISPR22（EN55022）和MTL—STD—461E要求的测量步骤各自包含在规定了限值的标准中，即使CISPR22参考了CISPR16。

1. 辐射发射

民用产品的辐射电场测量（FCC和CISPR 22）既可以在开阔场（OATS）进行，也可以在半电波暗室内（SAC）进行，但首选OATS。而SAC既能提供安全的测量，也具有全天候测量的能力。半电波暗室是侧面和顶部具有防止反射的射频吸波材料以模拟自由空间的屏蔽室，如图2-7所示。被测产品放置于暗室地板以上1m处，没有吸波材料的接地平板构成了暗室的地板，因此，在地板上存在反射。图2-8所示为用于符合性测量的典型的半电波暗室。半电波暗室的目的有两个：第一，防止来自屏蔽室外部的电磁发射污染测试，这个目的由屏蔽室实现；第二，防止屏蔽室墙面的反射以模拟自由空间，这个特性由排列在墙面上的射频吸波材料来提供。军用标准MIL-STD-461E也规定了辐射发射必须在粘贴吸波材料的屏蔽室内测量，以防止反射。在FCC和CISPR22的测量中，测量接收机采用准峰值检波器，而在MIL-STD-461E的测量中，测量接收机必须采用峰值检波器。FCC B类产品的测量距离是3m，而A类产品的测量距离是10m。CISPR 22 A类和B类ITE设备的测量距离均为10m。FCC测量中使用的测量天线是调谐半波偶极子天线，半波偶极子天线是在测量频率上长度为0.5λ的线天线。标准覆盖的频率范围很宽，因此，用偶极子来实现每个频点的测量很费时间。为了加速在宽频带测量，接收机必须采用扫频方式，并且自动记录每个频点上的辐射电场值。由于无法在自动扫频测量中使用调谐半波偶极子，所以，采用宽带天线（见第七章）。30MHz~200MHz使用双锥天线，200MHz～1GHz使用对数周期天线，双锥天线和对数周期天线在7.7节中讨论。在CISPR22的测量中也使用这些天线。FCC和CISPR 22规定测量天线要在地面以上1m~4m进行高度扫描，并记录下最大电平。天线也必须置于水平极化（平行于地板）和垂直极化（垂直于地板）两种方式，在这两种极化方式下所记录的最大发射均不能超过标准所规定的限值。用于MIL-STD-461E测量的天线规定为在10kHz～30MHz频率范围内使用104cm的杆天线，在30MHz～200MHz频率范围内使用双锥天线，200MHz以上使用双脊喇叭天线[5]。

接收机中的峰值、准峰值和平均值检波器在3.3.2节中讨论，这些接收机的带宽也

63
~
67

将在3.3.2节中给出。

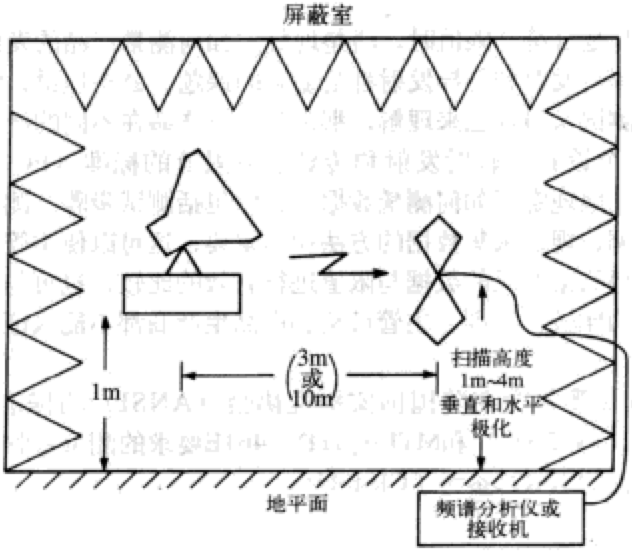


图2-7 使用半电波暗室测量辐射发射举例

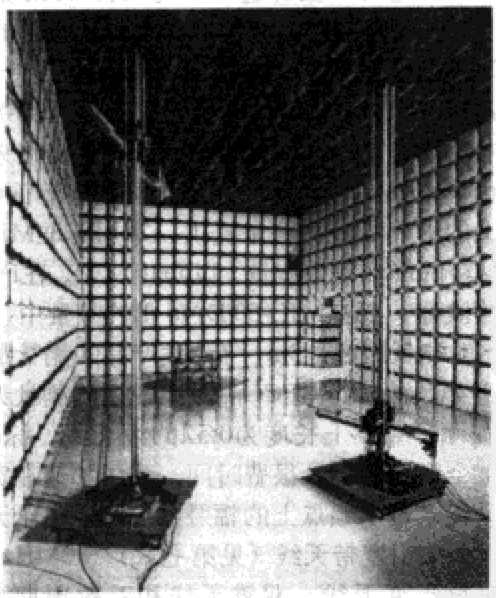


图2-8 各国政府规定的测量数字设备辐射发射的典型例子

2. 传导发射

设定传导发射限值的目的是限制噪声电流通过产品的交流电源线传导出去。理由是这些噪声电流会存在于建筑物的公共电网中，这个公共电网是存在于建筑物墙体内的相互连接的电线所构成的阵列，它就像一个巨大的天线，因此，存在于电网中的噪声电流就会进行有效的辐射，从而产生干扰。例如，当开动搅拌机或其他由直流电机供电的设备时，在电视机上就会出现线条。由直流电机电刷处的电弧放电所产生的噪声通过搅拌机的交流电

源线传导而进入家用交流电网，然后进行辐射，并被电视机所接收，从而表现为干扰。

因此，被测的传导发射应该是通过产品的交流电源线传导出来的噪声电流。然而，FCC和CISPR的传导发射限值是以电压为单位给出的。这是因为传导发射的测量是通过在产品的交流电源线上串联一个线性阻抗稳定网络（LISN）来进行的。为了理解这个设备的功能，需要讨论一下如图2-9所示的标准交流电配电系统。在美国，居住环境和商业环境中所使用的交流电压的频率为60Hz，电压有效值（RMS）为120V。这种电源以各种不同的更高的电压传送到用电区，例如，接入到一个典型居住区的输电线由两根电线和一根与大地相连的地线所组成，两根电线之间的电压为240V。在用户家中的配电盘中，一根电线与地线之间以及另一根电线与地线之间的电压都是120V。第三根线或安全地线（指的是绿色线）与传输60Hz电源的电线一起遍布整个居住区。两根带有60Hz电源的电线分别指的是相线和中线。所测电流即是通过相线和中线从产品传导出来的电流。因此，就像辐射发射测量一样，对于传导发射测量需要在相线和中线上进行两次测量。

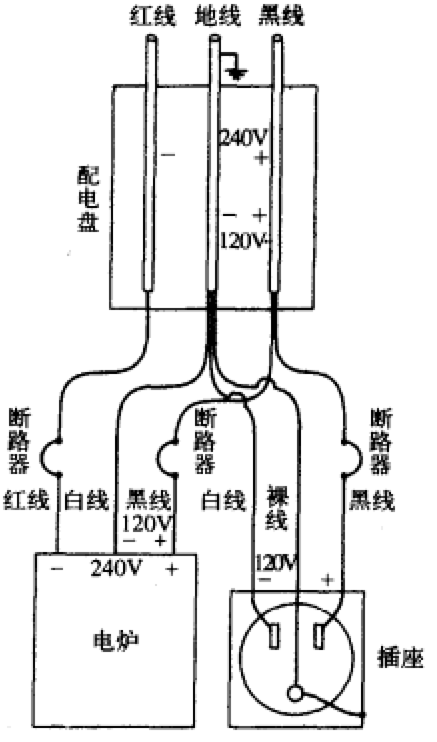


图2-9 美国典型的家用电源分配系统

68

民用（FCC/CISPR22）LISN及其用途如图2-10所示。使用LISN有两个目的：首先，阻止外部噪声（公共交流电网中）干扰测量，类似于辐射发射测量中的屏蔽室。使用电感L_1和电容C_2就是为了这个目的：L_1阻止噪声而C_2转移噪声。L_1的值为50μH，它的阻抗在传导发射频率范围（450kHz~30MHz）内从141Ω~9425Ω不等。C_2的值为1μF，它的阻抗在上述频率范围内从0.35Ω~0.005Ω不等。使用LISN的第二个目的是要确保在一个试验场地所作的测试能与另一个场地所作的测试相吻合。各个试验场地之间的测量不一致的可能性存在于各试验场地从交流电网看进去的交流阻抗的变化中。在不同地点对从交流电网看进去的交流阻抗的测量表明阻抗的不同除了来自频率的变化还来自于场地的不同[7]。（记住在本测量中我们所关心的不是60Hz的电源频率而是叠加到交流电源线上450kHz~30MHz范围内的噪声信号。）为了确保在一个场地测得的传导发射与在另一个场地测得的传导发射一致，必须保证在相应的频率上各场地间从产品向电源线看进去的阻抗是相同的。这就是使用LISN的第二个目的：提供从一个场地到另一个场地、产品的相线和地线之间，以及中线和地线之间相应频率上相同的阻抗。电容C_1和50Ω电阻（代表了接收机的输入阻抗）能实现这一目的。所包含的电容C_1能阻止直流以防测量接收机过载，电阻R_1=1kΩ可以用来在50Ω电阻断开时为C_1提供一个放电通路。C_1的值为0.1μF，所以，在传导发射的频率范围（150kHz~30MHz）内，C_1的阻抗为从10.6Ω到0.05Ω。电感L_1和电容C_2用来阻止被测民用配电系统中的噪声，但同时却能通过产品工

[69] 作所需的60Hz电源，L_1和C_2在60Hz的阻抗分别为0.019Ω和2653Ω。

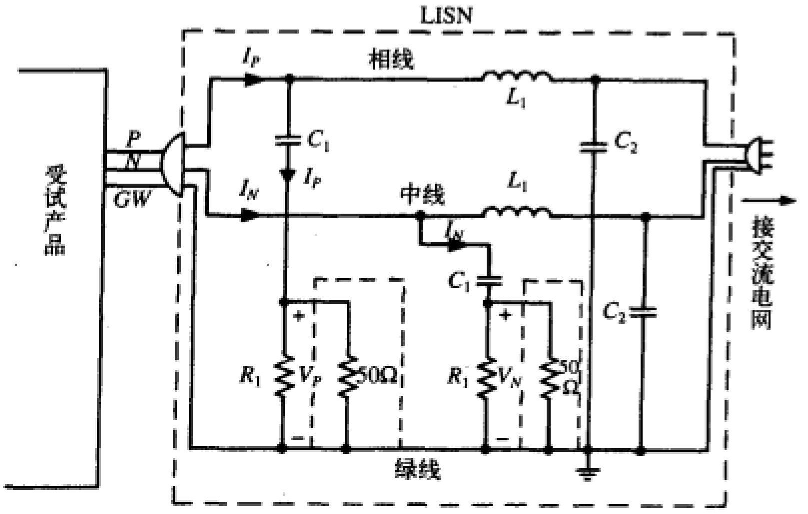


图2-10 测量传导发射的线性阻抗稳定网络（LISN）

在传导发射规定限值的频率范围（150kHz~30MHz）内，L_1和C_2实际对民用配电系统来说是开路的。因此，从产品一端来看，相线和绿色线（地线）之间以及中线和地线之间的阻抗实质上是50Ω。此外，在传导发射测量频率范围内，这个阻抗相当稳定。50Ω电阻代表用于测量相线电压V_P和中线电压V_N的频谱分析仪或接收机的标准50Ω输入阻抗。现在就很清楚了，这些测得的电压直接与流过相线和中线的噪声电流I_P和I_N有关：

$$I_P = \frac{1}{50} V_P$$

$$I_N = \frac{1}{50} V_N$$

必须在150kHz~30MHz的频率范围内测量每一个电压，并且测得的传导发射电压都不能超过如图2-1所示的限值。其中一个50Ω电阻代表频谱分析仪或接收机的输入阻抗，另一个50Ω终端作为“虚拟负载”。因而，500kHz~5MHz频率范围内的FCC B级传导发射 [70] 限值46dBμV（AV）代表了12dBμA或4μA的电流。

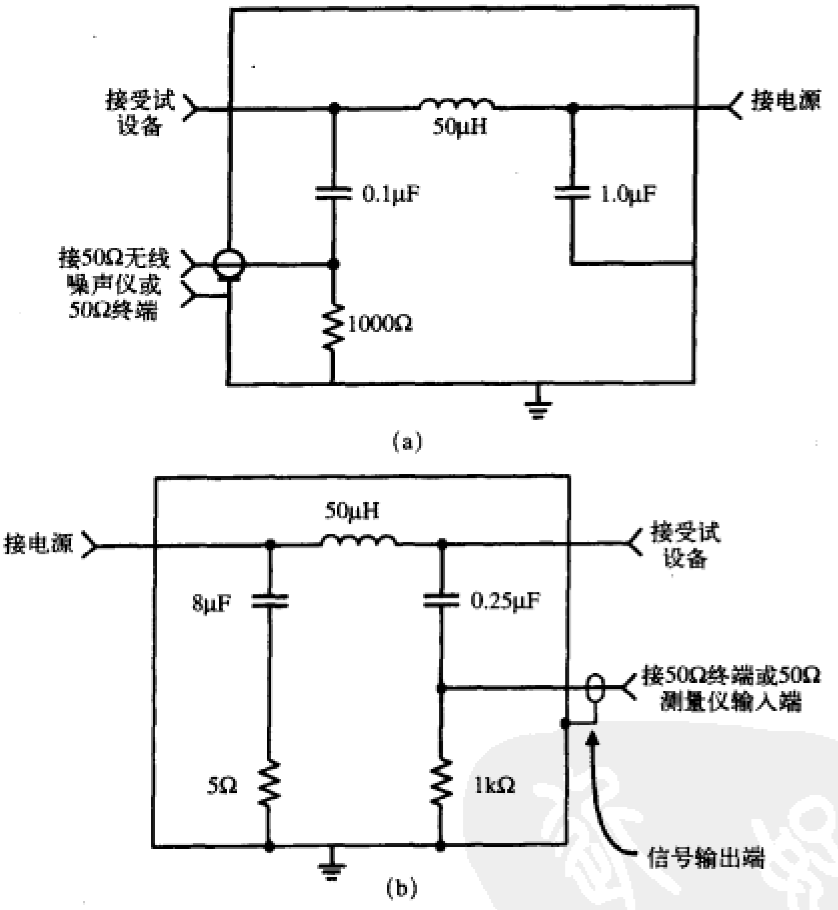
FCC和CISPR 22的LISN（一半，相线或中线）如图2-11a所示，而MIL-STD-461E的LISN如图2-11b所示。被测装置指的是受试设备（EUT）。LISN的一个重要用途是在相线和地线（绿色线）及中线和地线（绿色线）之间提供一个稳定阻抗（50Ω）。

例2.1 利用SPICE（见附录D）求从EUT端向如图2-11a所示的FCC/CISPR 22的LISN [71] （具有代表开路的电源端输入阻抗）看进去的阻抗。

解：如图2-11a所示的FCC/CISPR 22 LISN的SPICE编程模型如图2-12a所示，SPICE程序为（见附录D）：

```
FCC/CISPR LISN
IS 0 1 AC 1 0
C1 1 2 0.1U
R1 2 0 1K
RSA 2 0 50
```

```
L1 1 3 50U
C2 3 0 1U
RFIX 1 0 1MEG
.AC DEC 50 150K 30MEG
.PROBE
.END
```



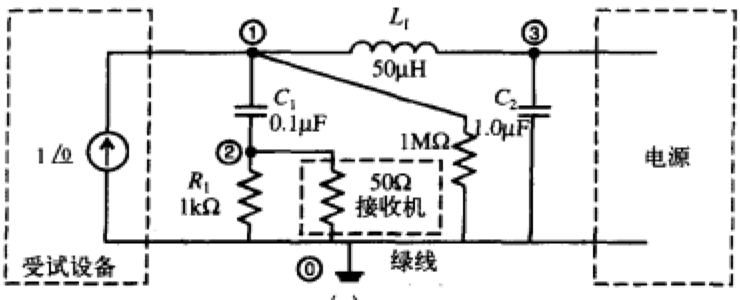
(a) FCC和CISPR 22，(b) MIL-STD-461E

图2-11 传导发射测量中LISN的各元件值

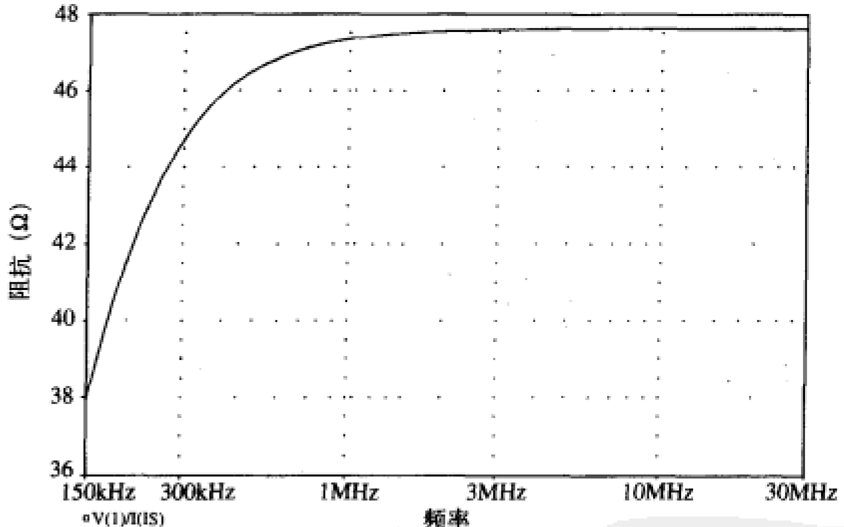
IS 0 1 AC 1 0行规定了1 $\angle 0°$ A的正弦（相量）电流源，.AC REC 50 150K 30MEG行规定了从150kHz到30MHz（FCC/CISPR 22传导发射测试频率范围）每10倍频在50个频点上进行（相量）分析。.PROBE行指示画出如图2-12b所示的频率响应。我们在节点1和地之间加入了1MΩ的电阻，因为SPICE/PSPICE要求每个节点到地有一直流通路。从EUT端看进去的输入阻抗是节点1的节点电压与电流源电流（规定为1A）的比值：

$$Z_{in}=\frac{V(1)}{I(IS)}=\frac{V(1)}{1}=V(1)$$

由图2-12b表明，从1到30MHz，EUT端LISN的输入阻抗约为48Ω。150kHz时，LISN的输入阻抗为38Ω。因此，我们说LISN代表了近似50Ω的阻抗到EUT端。



(a)



(b)

（a）模拟FCC/CISPR 22 LISN输入阻抗的PSPICE电路编程模型；（b）PSPICE计算结果与频率的关系

图2-12　例2.1图示

复习题2.5　对如图2-11b所示的MIL-STD-461E LISN重复例2.1。

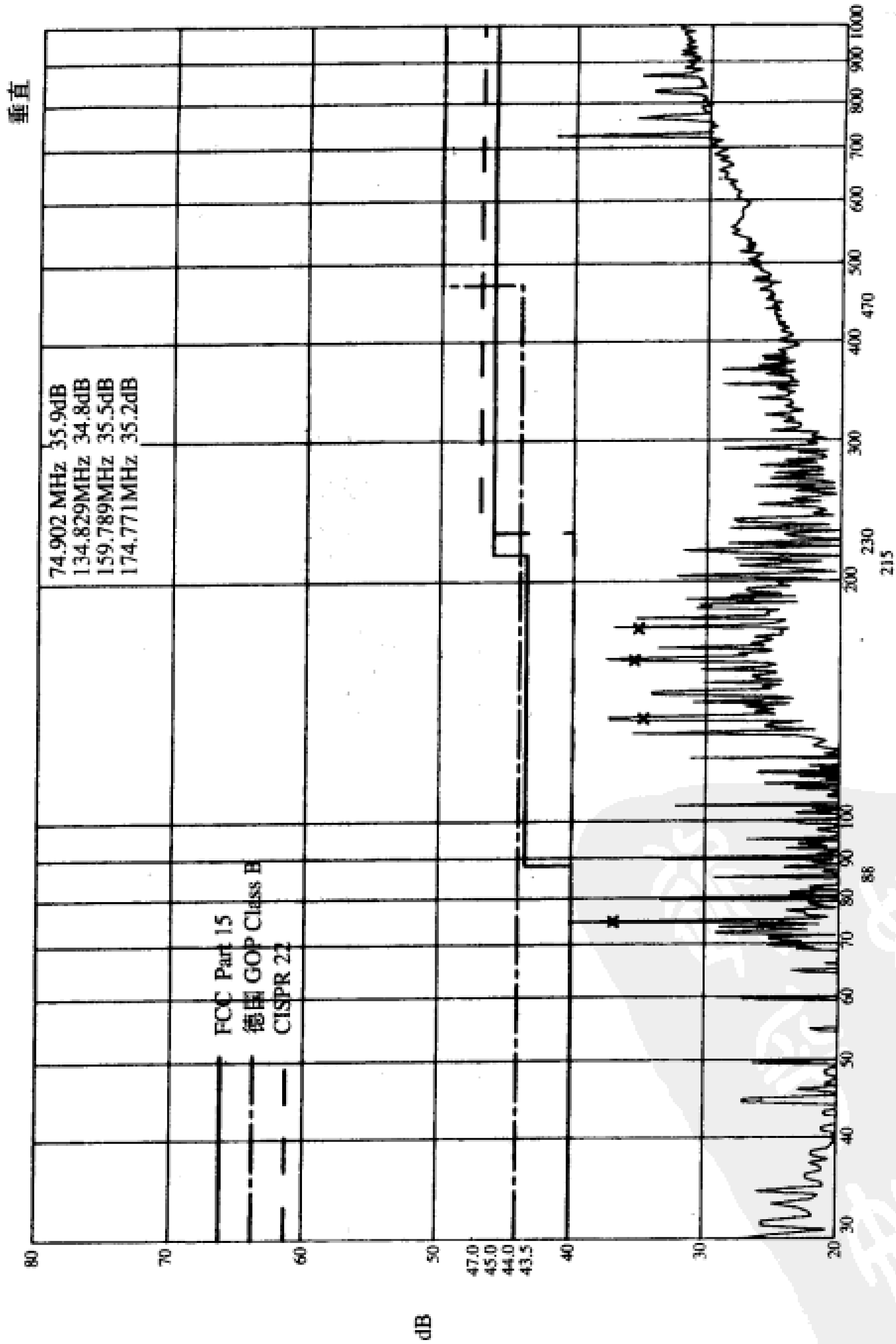
2.1.5　典型的产品发射

本节将介绍一些典型的数字产品的辐射发射和传导发射例子，所包含的数据可以给读者提供一个典型的预测值范围。

对于一个典型的数字产品的垂直极化辐射发射的测试结果如图2-13a所示，水平极化辐射发射的结果如图2-13b所示。在图中也显示了所选择频率上的准峰值的测量结果。虽然能看到系统中时钟的单个谐波，但是人们并不关注相同阶次的谐波，而是更关心重点频谱的某些区域，如在谐振状态下的谐波等。这种情况有时候可能是由系统电缆的“调谐”或其他谐振条件所引起的。图2-13中画出了FCC B级限值和CISPR 22 B级限值，也包含了旧的德国GOP（VDE）限值。这些辐射发射是在用于产品符合性测量的半电波暗室中测量的。

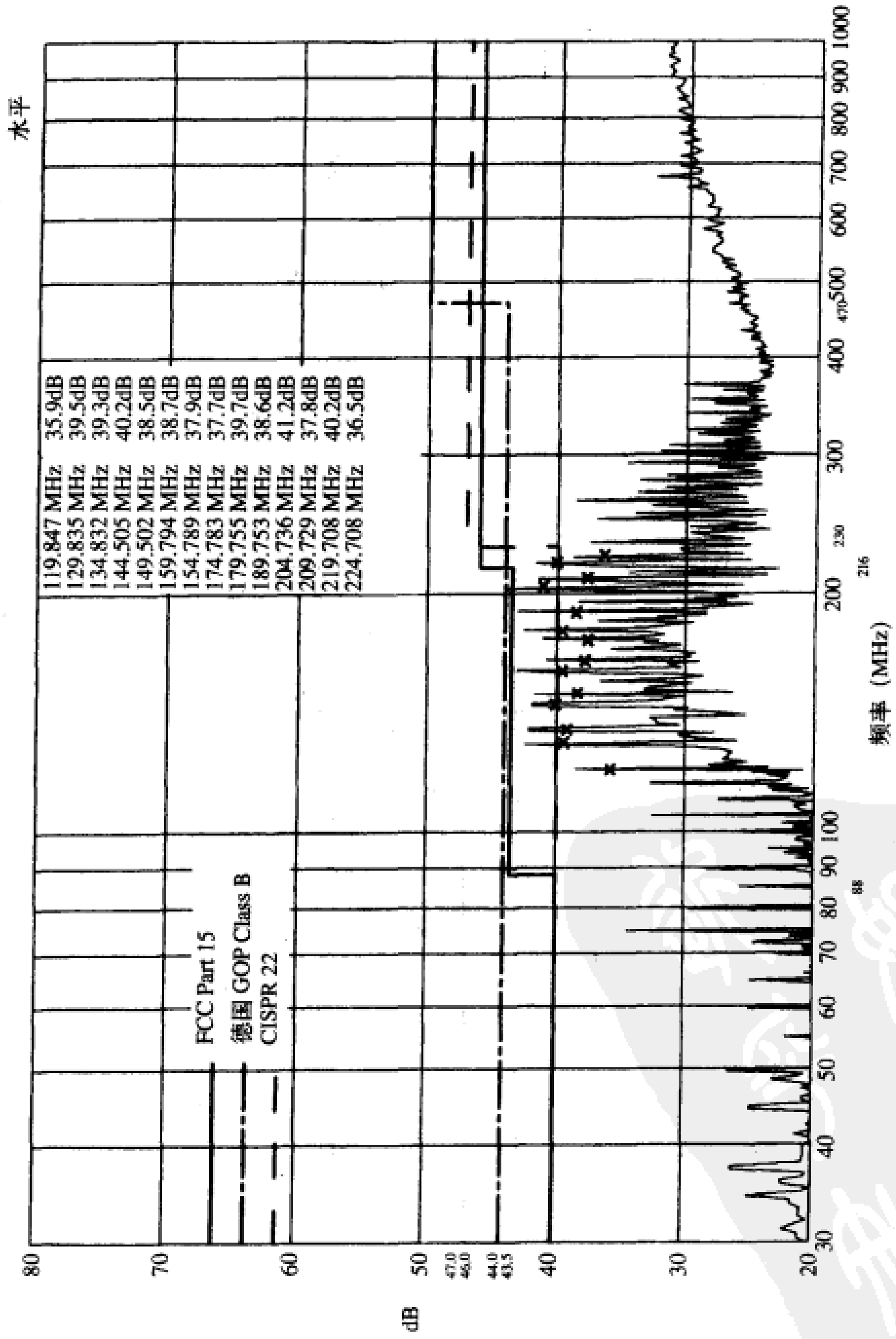
72

这种产品的传导发射如图2-14所示，相线的测量结果如图2-14a所示，中线测量结



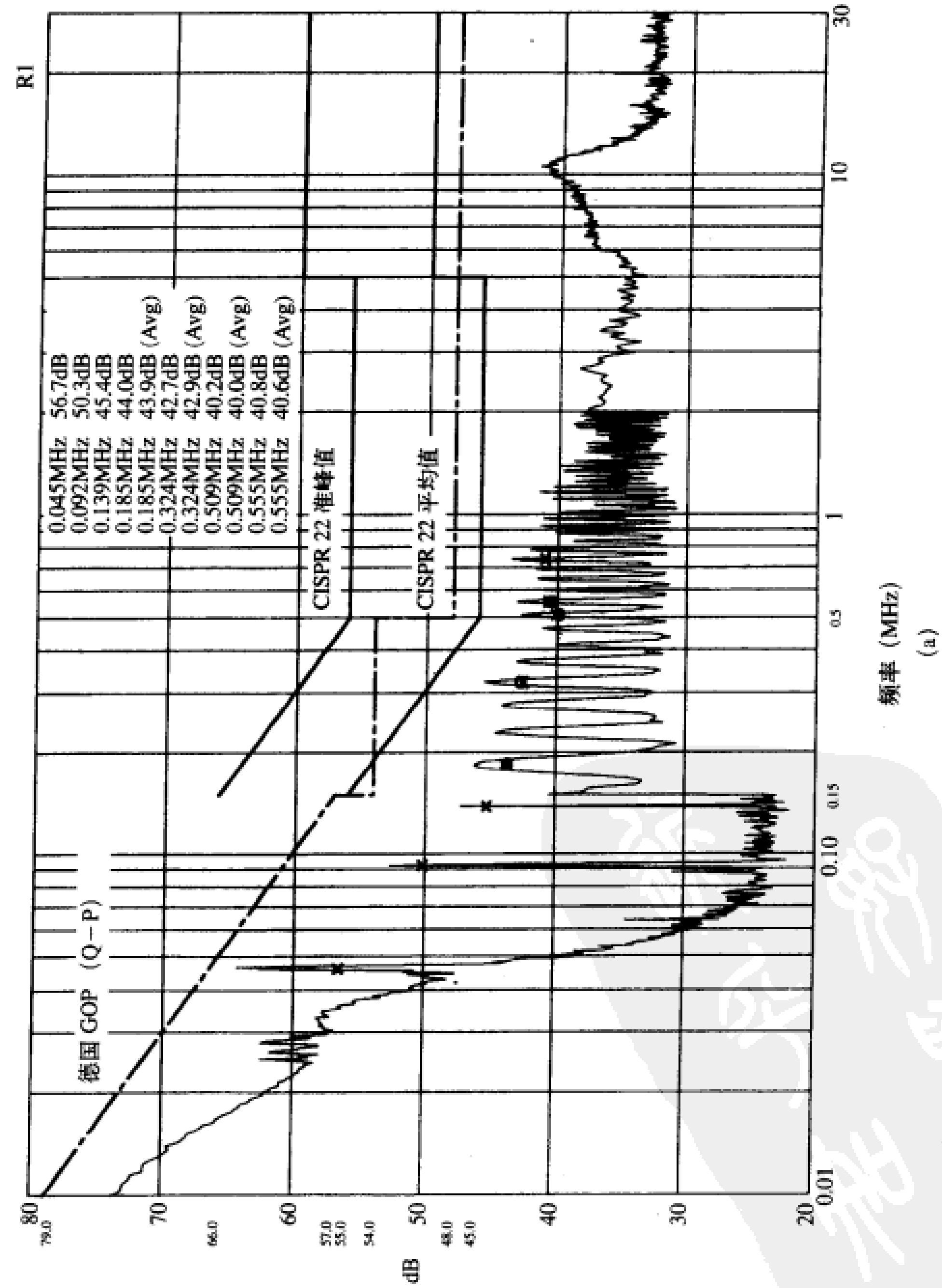
（a）垂直发射；（b）水平发射

图2-13 典型数字产品的辐射发射


水平
119.847 MHz 35.9dB
129.835 MHz 39.5dB
134.832 MHz 39.3dB
144.505 MHz 40.2dB
149.502 MHz 38.5dB
159.794 MHz 38.7dB
154.789 MHz 37.9dB
174.783 MHz 37.7dB
179.755 MHz 39.7dB
189.753 MHz 38.6dB
204.736 MHz 41.2dB
209.729 MHz 37.8dB
219.708 MHz 40.2dB
224.708 MHz 36.5dB
FCC Part 15
德国 GOP Class B
CISPR 22
dB
80
70
60
50
40
30
20
30 40 50 60 70 80 90 100 200 300 400 500 600 700 800 900 1000
频率 (MHz)

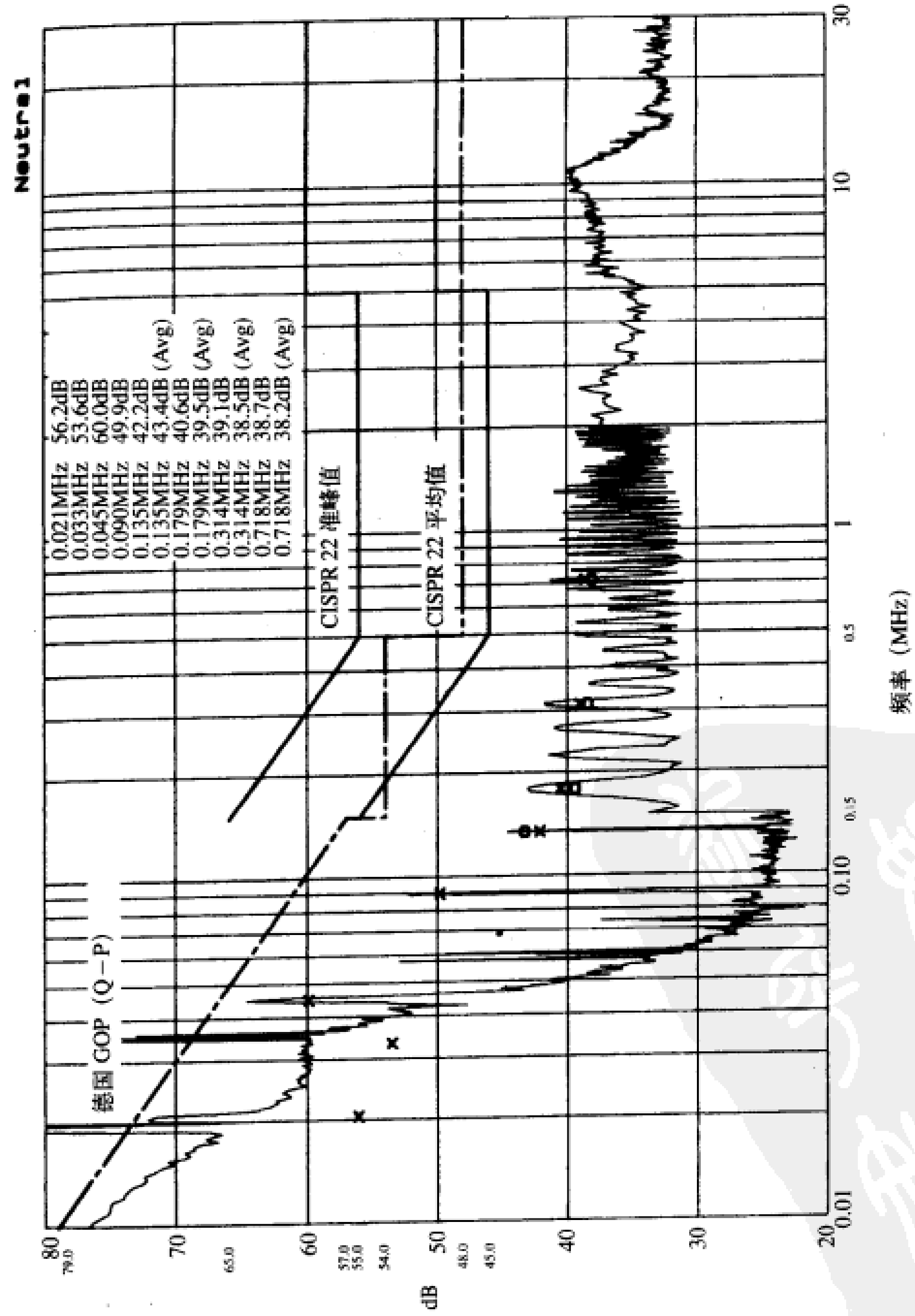
(b)

图2-13　（续）



（a）相线，（b）中线

图2-14 带开关电源的典型数字产品的传导发射


Neutral
0.021MHz 56.2dB
0.033MHz 53.6dB
0.045MHz 60.0dB
0.090MHz 49.9dB
0.135MHz 42.2dB
0.135MHz 43.4dB (Avg)
0.179MHz 40.6dB
0.179MHz 39.5dB (Avg)
0.314MHz 39.1dB
0.314MHz 38.5dB (Avg)
0.718MHz 38.7dB
0.718MHz 38.2dB (Avg)
CISPR 22 准峰值
CISPR 22 平均值
德国 GOP (Q−P)
dB
80
70
60
50
40
30
20
0.01
0.10
0.15
0.5
1
10
30
频率 (MHz)

(b)

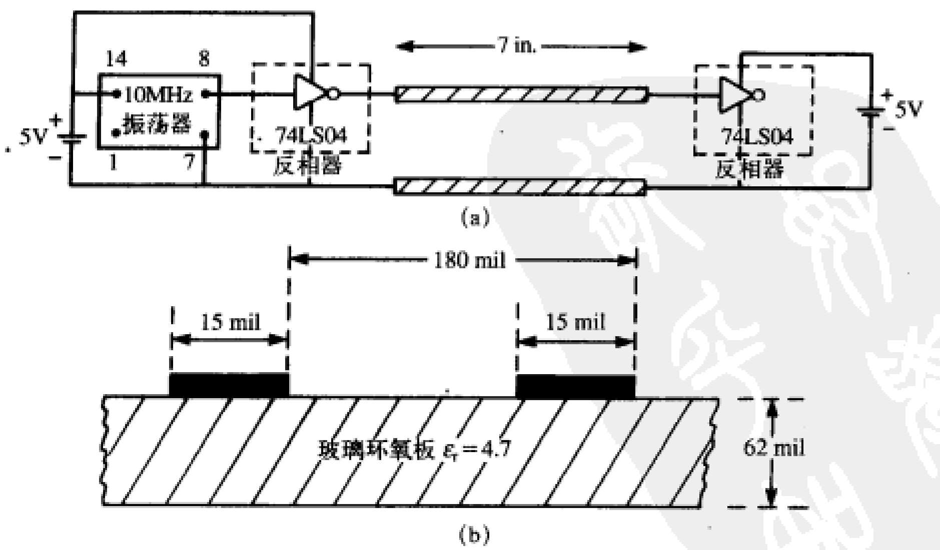
图2-14 （续）

果如图2-17b所示。该产品使用了一个45kHz的开关电源。注意开关的基波（45kHz）、二次谐波（90kHz）和三次谐波（135kHz）的峰值。开关频率选用45kHz而不是50kHz是为了使其三次谐波（135kHz）出现在CISPR 22限值的断点频率（150kHz）之前，这样就可以将三次谐波频率移到CISPR 22限值的最低频率以下，比选用50kHz开关频率时更低，并且仅在边界处削弱开关的效率。因此，从满足CISPR 22和FCC要求的角度出发，开关的首个三次谐波的电平并没有被限定。这是一个很好的例子，在早期设计阶段简单地关注一下潜在的问题就会得到一个免费的解决方案。若在设计中直到50kHz开关频率被选定之后才注意到这个问题，那时就需要作出改变，而这种改变却可能很难实现。虽然在这些图中并不明显，但出现在交流电源线上的系统时钟谐波会在较高的频率上影响传导发射电平。这归因于30MHz以上"长天线"的辐射发射。

2.1.6 难以满足规定限值的简单示例

图2-13和图2-14为典型产品的发射测量值，从这两个图看上去设计一个满足标准要求的复杂电子系统好像是相当简单的问题。本节将用数据说明这种看法并不正确。如果一个人在产品设计过程中不考虑EMC问题，那么极有可能或者几乎是必然的，该产品将不能满足规定的要求。

为了说明这一点，可以做一个简单的实验。如图2-15所示，一块PCB板由两根7in长、15mil[1]宽、相距为180mil的平行连接盘构成。一个10MHz的 DIP（双列直插式）振荡器驱动连接在平行连接盘一端的74LS04反相器，另一个74LS04反相器作为有源负载连接在平行连接盘的另一端。两个规定的小型5V电源为平行连接盘两端的器件供电。

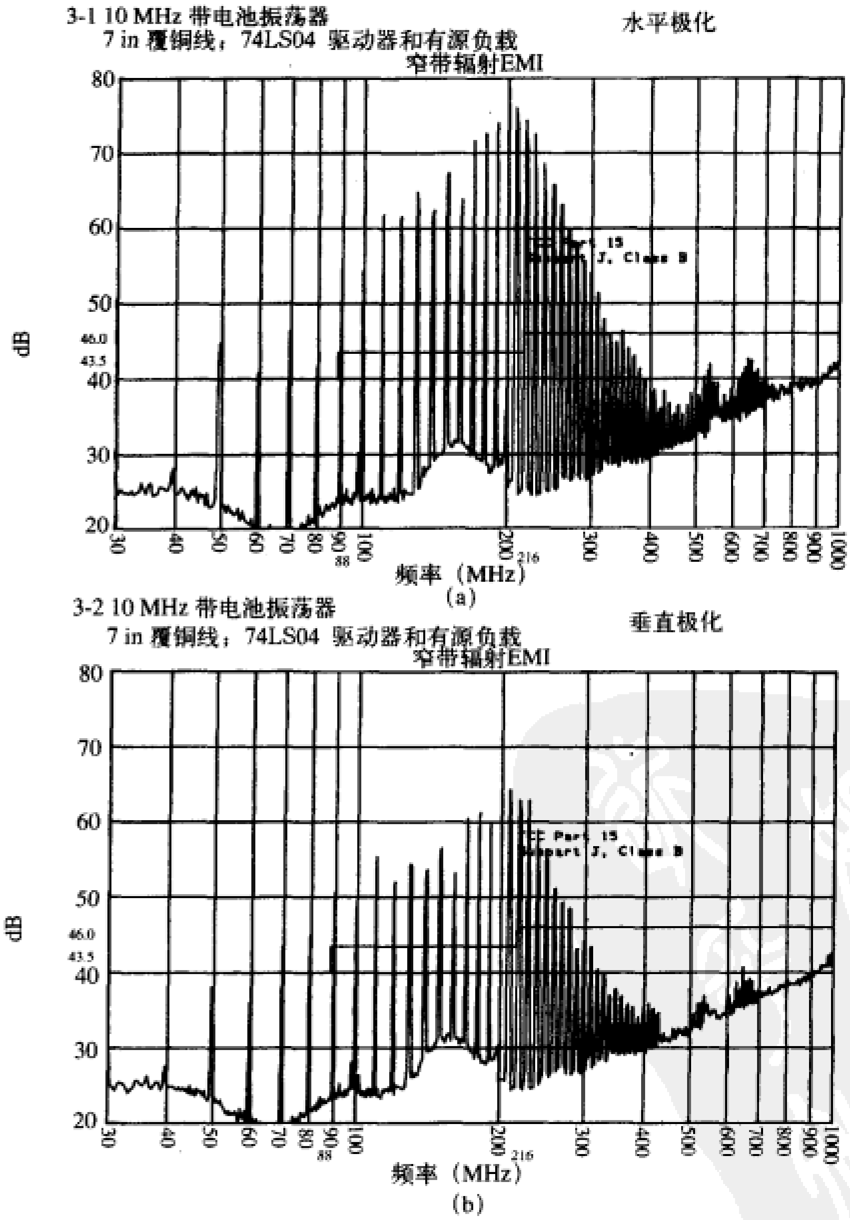


（a）原理图和被测器件的大小；（b）印制电路板（PCB）的横截面尺寸

图2-15 难以满足辐射发射限值的简单实验

1. 1mil＝2.54×10⁻⁵m。——编者注

这两个电源中都包含一个由9V电池驱动的7805整流器芯片。两个电源都很小（不大于2×2in），并且不与民用供电系统相连。其水平极化辐射发射和垂直极化辐射发射分别见图2-16a和图2-16b。可以看到水平极化发射超过了FCC B级限值30dB。即使PCB板与暗室的接地板平行放置，垂直极化发射也还是超过了FCC的B级限值，但是仅超过了15dB。



(a) 水平极化；(b) 垂直极化

图2-16　距离图2-15所示器件3m处测得的辐射发射

这个非常简单的实验合理地模拟了一个产品的PCB电路，但是它却大大超出了FCC

的B级限值。因此，尽管设备能实现客户所要求的一些有用功能，但它却不能在美国市场（或世界上其他很多国家中）出售。这个简单的例子也可用来说明设计一个符合标准限值的电子产品是一个让人迷惑的难题，不应该被轻视。

73 ~ 78

2.2 额外的产品要求

正如之前所指出的，设计一个能实现一些新功能和市场价值但不符合EMC标准要求的产品是毫无意义的。同样，如果所设计的产品通过了管理机构制定的EMC标准要求，但是当它靠近FM无线发射机或者机场监视雷达时却无法正常工作，这种产品也是毫无意义的。客户不会理会这是因发射机所导致的电子设备无法正常工作的问题。他们所希望的是诚信交易的任何产品安装在任何居住环境下都能令人满意地工作，而不是得到一条警告："注意！如果距离FM发射塔半英里之内，那么你的电脑将不能工作。"对于产品生产商来说，一个同样尴尬的事情是，如果工作人员在干燥的天气里行走在办公室里的尼龙地毯上并碰了这个产品，却导致静电放电使机器重启而不能再正常工作了。这些例子都说明，为了保证产品能在各种不同的使用环境下正常工作，生产商应该按照管理机构的要求进行产品测试。本节将讨论这些要求。但是，这些企业自订的标准通常都是私有的，其限值和测试方法公众一般都不易得到。所以，我们将只能定性地讨论这些标准。

79

2.2.1 辐射敏感度（抗扰度）

这些测试的目的是要保证，当产品安装在高功率发射机附近时仍能正常工作。这种发射机的常见类型就是AM和FM发射机以及机场监视雷达。生产商会用典型的波形或信号电平来模拟产品所遭受到的最差情况，以测试产品面对这类发射机时的性能，从而确定产品是否能令人满意地工作。如果产品在这种情况下不能令人满意地工作，那么就应该在产品推向市场之前确定其缺陷，并对其进行修改，以防止出现大量的求助电话和用户抱怨。EU和MIL-STD-461E标准包含辐射敏感度测试，FCC不包含。

2.2.2 传导敏感度（抗扰度）

产品可能对通过交流电源线传导进入的大量不同的干扰信号很敏感。闪电引起的瞬态现象就是一个明显的例子。雷电频繁袭击电力传输线和变电站。电路断路器试图在瞬间清除任意错误并在交流波形的几个周期后重新断开。产品必须能够承受这种类型的瞬间电压中断和在电源线上产生的瞬态尖峰脉冲。当然，生产商不可能做一个完全的电源"管制"，但是用户认为他们期望产品能在瞬态浪涌发生时依然正常工作是合情合理的。大多数生产商在产品的交流电源线上有意注入模拟闪电引起的瞬态现象的冲击脉冲，以检测他们产品的承受能力。交流电压也会瞬间地减小或中断，以确保产品在任何这种情况下都能工作。这些类型的测试就代表了传导敏感度测试。EU和MIL-STD-461E标准包含传导敏感度测试，FCC不包含。

2.2.3 静电放电（ESD）

静电放电这一现象早已被注意过，现在随着集成电路的发展已变得日益重要。静电

放电的基本现象就是在人体或其他物体上建立静电荷，然后当人体或物体接触产品时就会有放电现象发生。静电电压的幅值可达到25kV。当放电发生时，产生的大电流会瞬时通过产品。这种电流会引起IC存储器清零，机器重启等。当用户在使用一个设计良好的产品时他们是看不到这种事情发生的。因此，生产商会对产品施加一个代表典型现场环境的受控ESD来测试产品对ESD现象的敏感度，并且决定他们的产品能否顺利工作。参考文献[8]中描述了生产商所采用的典型的ESD测试。ESD现象在第11章中有更详细的研究。FCC和MIL-STD-461E标准中不包含ESD敏感度测试。

80～81

2.2.4 对民用飞机的要求

民用飞机主要的非官方要求之一是由航空无线电技术委员会（RTCA）颁布的RTCADO-160E[9]。RTCA成立于1935年，职责相当于美国联邦航空顾问委员会。它的建议被美国联邦航空管理局（FAA）和很多私人飞机制造商及航空电子设备制造商所采纳。许多非美国政府和生产商所感兴趣的要求也属于RTCA。RTCADO-160E标准包含民用飞机和航空电子设备对传导发射、辐射发射、ESD和闪电的抗扰度标准和限值。

2.2.5 对民用汽车的要求

民用汽车（汽车和卡车）的性能越来越依赖于所携带的电子设备（尤其是数字电子设备），因此，它们对外部的电磁发射越来越敏感，同时也开始成为电磁发射源。为了确保随车携带的电子设备不被干扰或不对它们自己产生干扰，汽车就得按照一定的标准进行测试，国际标准是CISPR 12和CISPR 25[10]。美国汽车工程师协会（SAE）也颁布整车测试的标准——SAEJ551，和汽车部件的测试标准——SAE J1113[11]。这些标准既包含了发射限值，也包含了抗扰度限值。

2.3 产品的设计限制

当然，事实上任何产品都可以做到符合政府所规定的限值和生产商自定的敏感度要求。例如，对交流电源线上的干扰很敏感的数字设备，简单地通过内部电池对设备供电就可以使设备变得不敏感。对于生产商来说，这种成本不仅是产品的附加成本，而且对于客户来说，也是不可接受的。再举一个例子，假设某个产品在某一特殊频率上不满足FCC辐射发射的B级限值。如果将这个产品完全放在一个没有任何开口的金属盒子里，那么它就能符合这些限值。但是，为了给产品供电以及传送来自键盘和其他外围设备的数字信号，必须在盒子上开孔。在后面的章节中会发现，电缆会为高频噪声信号的辐射提供有效的天线效应。因此，这些开孔又显著地降低了屏蔽壳的屏蔽效能。

82

降低产品辐射发射和传导发射的一个更实际的方法是增加抑制元器件来减小发射电平。但是，这些元器件会在产品实现其功能所需要的成本之外又增加了额外的费用。生产商就必须将这些元器件的成本加进产品的生产成本中去。在今天高度竞争的市场中，任何额外的成本都会影响产品的售价和产品在市场中的成功。因此，产品成本就成了一个重要的考虑因素。一般说来，制造商都为产品成本所驱使，其他所有的考虑都是次要的。

另一个重要的产品设计的限制条件是*产品的可销售性*。例如，市场调查可以确定消费者更倾向于买什么。产品外观和易操作性都是重要因素。有可能把一台打字机装入一个毗边的金属盒子里以减少辐射发射。但同时，用户还必须能容易地放入纸张，能在键盘上打字等。所以，用户对产品的可接受性通常是要优先保证的，否则节省成本就是不合理的。

产品设计的另一个限制条件是*产品的可制造性*。大多数制造商使用自动装配线来生产最终的成品，电子元器件和产品的其他部分一样由机器人来进行插入装配。尽管今天的机器人能够将微小的电子元件插入到印制电路板上，但它却不能装配某些诸如导线等器件，而人工却能手工完成。因此，任何需要加装的EMC抑制器件都必须是在生产过程中能很容易安装的元器件，或者是其自动装配的成本优势不能完全实现的元器件。

最后，也是最重要的考虑因素就是*产品的研发计划*。通过市场调查生产商可以确定开发新产品的必要性，但这也意味着在将来其他生产商也会趋于生产这种产品。为了迎合消费者的兴趣，产品必须在某个时间段推向市场，否则其他竞争产品将取得市场优势。制定产品的研发计划不只是为了衡量产品的开发进程，而且要确保当消费者对某种产品的兴趣最浓时能在市场上买到这种产品。产品研发进程的延误显然会影响产品的可销售性，任何延误对生产商来说都和成本超标一样严重。在产品研发进程中，EMC问题能够而且是经常地导致研发延误。典型的情况就是要等到研发结束时才对产品的EMC符合性按照政府的EMC要求以及生产商自定的标准进行测试。如果在最后发现该产品不符合标准，那么就必须对产品进行整改。通常，整改的困难就在于*对该问题的源的诊断*。例如，尽管很明显产品的辐射发射在某个频率上超过了FCC的B级限值，但实质的问题却是究竟怎样才能以一种有效节约成本，在生产上又可行的方法来降低发射电平。虽然原始的发射源很明显（例如，系统处理器的时钟之一），主要的辐射点或辐射机制却是未知的，如，印制电路板的哪一条连接盘或系统电缆的哪一段才是主要的辐射器。确定原始的发射源或主要源是很重要的，这有助于：（1）进行有效的整改；（2）避免不能实质性地降低发射的整改方法所带来的不必要的成本增加。我们将在11.5节中研究诊断工具这个重要方面。*快速正确地诊断问题所在是保证产品研发进程和使EMC抑制措施成本最小的关键*。

83

2.4 EMC设计的优点

适当的EMC设计的主要优点在于：（1）为了使产品满足强制要求的抑制元器件和重新设计所带来的附加成本最小（将产品成本最小化）；（2）保证研发产品的上市公告日程（将研发进程延误最小化）；（3）确保产品在其使用环境中存在不可避免的外部噪声时能够令人满意地工作（将客户抱怨最少化）。读者或许直到他们进入工作车间才能体会到上面所述内容的重要性。但是，作者可以向读者保证，EMC设计与产品的技术（功能性）设计一样重要。

也许确保产品能够在设计的最终阶段满足强制要求，并且能保证研发日程的最重要的一个因素就是*贯穿在整个产品研发周期中尽早和持续应用EMC的设计原则*。产品的研发进行得越长，就有越多的方面被限定下来，没有额外的成本和日程延误就不能改变这些已经确定下来的东西。例如，在早期的概念性设计阶段，我们可以移动电缆，改变

PCB上电缆连接器的位置，对产品中的PCB重新放置等，因为这时候的设计只存在于纸面上。一旦设计进入到样品开发阶段，进行物理上的改变就会遇到越来越大的困难和越来越高的成本，因为设计的许多其他方面也必须跟着改变。例如，假设某人注意到了PCB上的一个时钟振荡器临近该PCB板的电缆连接器，那么读者应该清楚，甚至不需要进一步阅读本书后面的内容，振荡器信号将有可能辐射到电缆上，并进入所连接的电缆中，再从那根电缆有效地辐射出去，最终导致了严重的辐射发射问题。将连接器远离振荡器，或者将振荡器远离连接器都将显著降低辐射发射。如果在设计初期观察到这一问题，那就不需要成本了！如果这样的改动是在PCB布线完成后，那么它将会极大地增加成本并有可能导致产品研发的延误，这也代表着销量损失形成的代价。*早期并持续注意EMC问题将会把成本和日程延误降到最低，并能为符合强制性要求提供最佳的机会。*

84

及早并持续关注EMC问题还有另一个同等重要的原因，那就是使那些对于符合强制性要求必要的任何抑制措施的实施成为一件简单的事情。例如，假设在设计一块PCB的过程中，当产品最终进行符合性测试时我们感觉需要对时钟的一些谐波进行抑制。如果PCB的设计者将开孔和焊盘放在PCB上的时钟输出端，那么如果有必要的话，在时钟两端插入一个电容是很容易的。这些开孔也可以改置在与时钟输出端相串联的位置上，以方便以后插入串联电阻来减小时钟的上升和下降时间，并进一步降低时钟信号的高频辐射。在设计初期，电容焊盘可以预留备用，串联电阻焊盘可以用0Ω电阻的“导线”来跨接。如果在测试过程中发生了时钟的辐射问题，就可以插入一个电容或/和一个串联电阻，这时*只需改变PCB的布局和产品元器件清单*。如果没有这么做，那么整个PCB就需要重新布线，重新布线代价高昂而且会造成巨大的日程延误。这代表了最有效的EMC设计原则之一：*假设为符合要求需要一些EMC抑制器件，并在必要时提供实现它们的能力*。有人会怀疑，坚持本书的EMC设计原则是否就真的能让产品在测试时不出现EMC问题？然而，坚持这些设计原则并在整个设计过程中保持必要的EMC洞察力将会使任何必要的抑制措施更容易实现而且费用最低。等到最后一分钟才来考虑EMC问题，一般意味着想让产品符合必要的EMC要求会是一件困难的、耗时的、代价高昂的事情。

最后，每一个电子产品设计团队应包括一名经验丰富的EMC工程师来作为整个团队的搭档。这个人应该在产品的开发周期中，*尽早并持续*对设计的各个方面潜在的EMC问题提出自己的意见和建议。无论产品看起来有没有问题，他/她都应当考虑设计的每个细节。例如，封装的设计，即产品的外壳，对EMC而言是很关键的。一旦确定了产品的封装外形，它就不能经常改变，因为封装的外形将决定PCB的放置、电缆从何处引出外壳、硬盘驱动电缆从哪里连接到PCB等问题。所有这些方面消除了一些EMC设计者免费整改的选择。而且，一旦生产出第一批样品，无论多么粗糙，都应对其进行EMC测试。即使最终的产品暴露出的问题比样品少，但早期测试却依然能表明哪儿是问题的关键点，必须尽早处理。

早期及持续地关注对EMC措施的影响，将会在最小的成本和最小的进程延误两方面给予产品最大可能的改善。做不到这一点，几乎可以肯定这将转化为附加的成本和进程的延误。产品经理可能对EMC设计的精要细节了解不多，但他们肯定理解成本和研发进程的延误。

85

习题

2.1 政府要求

2.1.1 对美国市场上出售的民用产品的要求

2.1.1 根据所必须符合的规定测试，如何判定网络服务器是属于A类设备还是B类数字设备？[A类，不会有人购买它用于家用。]

2.1.2 根据所必须符合的规定测试，你认为一个5000美元、高速高容量的激光打印机是属于A类设备还是B类数字设备？[B类：虽然一般为了工业用而购买，FCC可能认为该类产品价格还不够高，以致于有人购买作为家用电器。而且，如果FCC要求返工，为了避免重新测试和认证，必须把它作为B类产品来检验，因为B类的标准比A类产品的标准要严格。]

2.1.3 表2-1中对B类数字设备的传导发射限值以在50Ω电阻两端测得的电压形式给出，正如在2.1.4节中所看到的。求这些电平以μA和dBμA为单位的值。[0.15MHz，39.9μA(12.6μA)，32dBμA(22 dBμA)；0.5MHz，12.6μA(4μA)，22 dBμA(12 dBμA)；0.5~5MHz，12.6μA(4μA)，22 dBμA(12 dBμA)；5~30MHz，20μA(6.3μA)，26 dBμA(16 dBμA)]

2.1.4 表2-2中对A类数字设备的传导发射限值以在50Ω电阻两端测得的电压形式给出，正如在2.1.4节中所看到的。求这些电平以μA和dBμA为单位的值。[0.15~0.5MHz，178.25μA(39.9μA)，45dBμA(32 dBμA)；0.5~30MHz，89μA(20μA)，39dBμA(26 dBμA)]

2.1.5 表2-4中对B类数字设备给出的FCC辐射发射限值是在3m距离处测量的。一些人主张在5m距离处测量。求5m距离处，以μV/m和dBμV/m为单位的辐射发射限值电平。[30~88MHz，60μV/m，35.56dBμV/m；216~960MHz，120μV/m，41.56dBμV/m；>960MHz，300μV/m，49.56dBμV/m]

2.1.6 表2-5中对A类数字设备给出的FCC辐射发射限值是在10m距离处测量的。一些人主张在5m距离处测量。求5m距离处，以μV/m和dBμV/m为单位的辐射发射限值电平。[30~88MHz，178μV/m，45dBμV/m；88~216MHz，300μV/m，49.5dBμV/m；216~960MHz，400μV/m，52dBμV/m；>960MHz，597μV/m，55.5dBμV/m]

86

2.1.7 如图P2.1.7所示，测量一个产品是否符合FCC B级的辐射发射规定。测量天线和产品之间的距离为20ft，频谱分析仪通过30ft长的RG-58U同轴电缆与测量天线相连，同轴电缆的损耗在100MHz时为4.5dB/100ft。接收天线在100MHz时的针对每1V/m的入射电场的输出电压为6.31V。如果频谱分析仪在100MHz时的指示电平为53dBμV，求天线处接收到的电

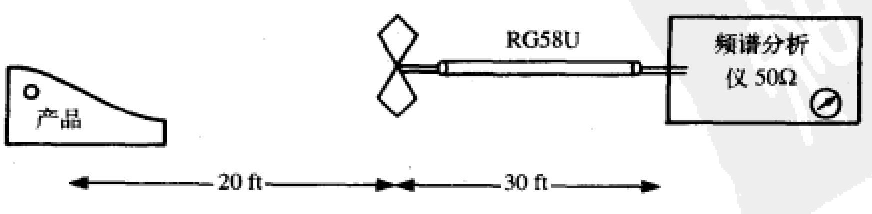


图 P2.1.7

场强度。[38.35dBμV/m]。再求产品是否通过FCC B级测试，超过或低于限值多少dB。[不通过，超过限值1.01dB]

2.1.8　50MHz时距离一个产品15m处测得该产品的辐射发射为21μV/m，那么该产品是否符合FCC B级限值。[不符合]该产品的辐射发射超过或低于限值多少dB？[0.424dB]

2.1.9　每V/m的入射场E_{ant}在天线终端感应的电压V_{ant}为5V，那么与FCC B级限值在100MHz时的值相对应的在天线终端以dBμV为单位的电压是多少？[57.48dBμV]如果频谱分析仪通过200ft的RG-58U同轴电缆与天线相连，那么频谱分析仪的读数是多少？（同轴电缆在100MHz时的损耗为4.5dB/100ft）[48.48dBμV]

2.1.10　距离被测产品30ft处测得产品100MHz时的辐射发射场强为36dBμV/m。求FCC B级限值规定的3m测量距离处该产品的发射场强。[45.68dBμV/m]

2.1.2　对在美国以外市场上出售的民用产品的要求

2.1.11　用天线测量一个产品在220MHz的辐射发射，如图P2.1.11所示。如果接收机在220MHz时测得的电平为−93.5dBm，求天线输入端以dBμV为单位的电压。电缆在220MHz的损耗为8dB/100ft。[29.5dBμV]如果产品的发射是在20m处测得的，而天线220MHz时每V/m入射场所对应的输出电压为1.5V，求该产品的发射是否符合CISPR22 B级限值？超过或低于限值多dB？[不符合 CISPR22，2dB，符合FCC B级限值，3.54dB]

87

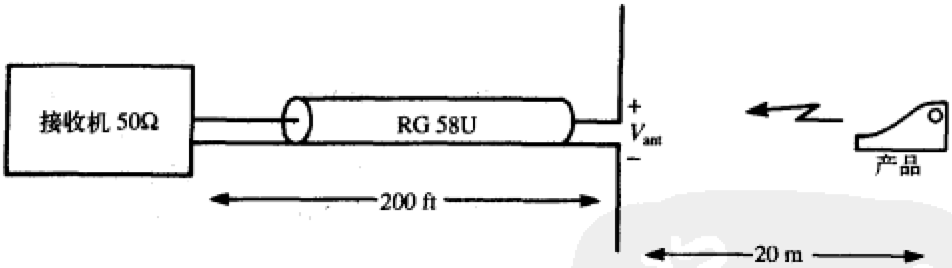


图　P2.1.11

2.1.12　测试一个数字产品是否符合CISPR22A类产品的要求。如图P2.1.12所示，接收天线放置在30m远处，并通过一个100ft长、在300MHz时的损耗为10dB/100ft的50Ω电缆连接到一个50Ω的接收机上。如果接收机在300MHz时显示的数值是−64.5dBm，而天线对每1V/m的入射电场场强输出4V电压，求产品是否能通过测试，超过或低于限值多少dB？[未通过测试，超出限值3dB]

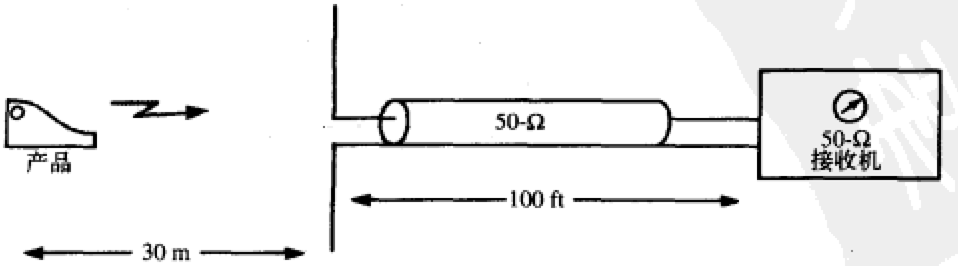


图　P2.1.12

2.1.13 当用50Ω的LISN测量时，求以dBμA和μA 为单位的CISPR22 A类产品在30MHz时的传导发射限值（QP）。[39dBμA，89.34μA]

2.1.3 对美国市场上出售的军用产品的要求

2.1.14 图2-5给出了MIL-STD-461E CE102的限值。求在150和500MHz时，对于115V的设备，该标准比FCC/CISPR22的A级准峰值限值严格多少？[3dB，13dB] 88

2.1.15 比较针对美国空军地面应用设备在30MHz和1GHz时的MIL-STD-461E RE102辐射发射限值与FCC A类产品的辐射发射限值，这是有效比较吗？[MIL-STD-461E限值要严格15dB和5.5dB。FCC电平是用在接收机中的准峰值检波器测量的，而MIL-STD-461E是通过接收机中的峰值检波器来测量的，因此二者实际上没有可比性。]

2.1.4 符合性验证的发射测量

2.1.16 如图2-7所举例说明的，产品的辐射发射在半电波暗室中测量。产品被放在距暗室地面1m高的地方，测量天线放置在3m或10m距离处。天线在地面以上1~4m内扫描，然后记录最大的发射值。构成暗室地面的接地平面在测量天线与被测产品之间给出了两条路径，一条路径直接从被测产品到天线，另一条路径是地面的反射路径。利用镜像法（见7.6.1节）比较两条路径以波长表示的长度，频率为300MHz、天线高度分别为1m和4m、距离为FCC B类限值的测量距离。[3λ，$\sqrt{13}\,\lambda$和$\sqrt{18}\,\lambda$，$\sqrt{34}\,\lambda$]

2.1.17 用来测量MIL-STD-461E传导发射的LISN如图2-11b所示。利用PSPICE来计算150MHz和30MHz时从EUT看进去的输入阻抗，假设从电源看进去的阻抗为无穷大（这是不可能的）。[$33.23\angle 39.74^\circ\,\Omega$ 和 $47.62\angle 0.264^\circ\,\Omega$]

2.1.18 求必须远离如图2-15所示的PCB多远才能保证它的辐射发射（见图2-16）符合FCC B类限值。[126.5m]

参考文献

1. *Code of Federal Regulations*, Title 47 (47CFR), Part 15, Subpart B: "Unintentional Radiators." These can be accessed from the World Wide Web at a number of sites: www.hottconsultants.com, www.gpoaccess.gov/cfr/index.html, www.wireless.fcc.gov/rules.html.
2. European EMC Directive 89/336/EEC of May 9, 1989 (2004/108/EC published Dec. 31, 2004 takes effect on July 20, 2007); http://europa.eu.int/comm/enterprise/electr_equipment/emc/).
3. EN 55022:1995 (CISPR 22:1993) *Limits and Methods of Measurement of Radio Disturbance Characteristics of Information Technology Equipment*, EN 55022:1998 (CISPR 22:1997), *Information Technology Equipment – Radio Disturbance Characteristics – Limits and Methods of Measurement* (implementation delayed; use EN 55022:1995); http://europa.eu.int/comm/enterprise/newapproach/ standardization/harmstds/reflist/ emc.html, and http://www.cenelec.org.
4. International Electrotechnical Commision, CISPR 22, *Information Technology Equipment – Radio Disturbance Characteristics – Limits and Methods of Measurement*, 4th ed., 2003-2004; www.iec.ch.
5. MIL-STD_461E:1999, *Requirements for the Control of Electromagnetic Interference Characteristics of Subsystems and Equipment*, Aug. 20, 1999; http://www.navair. navy.mil/e3/Documents/mi1461 e.pdf and http://www.store.mil-standards.com/.
6. ANSI C63.4-2003, *Methods of Measurement of Radio-Noise Emissions from Low Voltage Electrical and Electronic Equipment in the Range of 9 kHz to 40 GHz*; www.ansi.org.

89

7. J. R. Nicholson and J. A. Malack, RF impedance of power lines and line impedance stabilization networks in conducted interference measurements, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-15**, 84-86 (1973).

8. R. J. Calcavecchio and D. J. Pratt, A standard test to determine the susceptibility of a machine to electrostatic discharge, *1986 IEEE Int. Symp. Electromagnetic Compatibility*, San Diego, CA, Sept. 1986.

9. Radio Technical Commission for Aeronautics: RTCA DO_160E, 12/07/2004, *Environmental Conditions and Test Procedures for Airborne Equipment*; http://www.rtca.org.

10. CISPR 12, *Vehicles, Boats, and Internal Combustion Engine Driven Devices – Radio Disturbance Characteristics – Limits and Methods of Measurements*, CISPR 25, *Limits and Methods of Measurement of Radio Disturbance Characteristics for the Protection of Receivers Used Onboard Vehicles*; www.iec.ch.

90

11. Society of Automotive Engineers, SAE J551, and SAE J1113; http://www.sae.org.

第3章 信号谱——时域和频域间的关系

电子系统中信号的频率成分或频谱可能是系统具备满足规定限值或与其他电子系统相兼容的性能的最重要因素。本章将研究EMC的这一重要方面。我们将从周期信号频谱结构的概述开始讨论。一旦牢固掌握了这些重要概念，就可以将这些概念专用于代表典型数字产品的信号中。在这里将设定频谱的边界以便于分析信号的作用，讨论怎样使用频谱分析仪来测量信号的谱分量，因为正确使用这些重要仪器的能力对于正确评估产品是否符合（或不符合）政府规定的要求是至关重要的。最后，将这些概念推广应用到非周期信号以及表示数据信号的随机信号中。

3.1 周期信号

随时间重复的时域信号或波形称为*周期信号*。对数字电子系统的辐射发射和传导发射直接起作用而且很重要的信号就是周期信号。这种类型的波形代表了系统正常工作所必需的数据和时钟信号。数字产品的数据流就是随机信号的例子。在时钟信号的一个周期间隔里，波形取两个电平之一。然而，每个间隔中的值（0或1）是一个随机变量。能够被精确地计算且随时间变化规律的信号称为*确定信号*。随时间变化的规律未知并只能用统计方法来描述的信号称为*不确定信号*或*随机信号*。本节将研究代表数字产品时钟波形的周期性确定信号的频域描述。一定程度上来说，这样可以了解到数据信号的频谱结构。然而，数据信号是不确定的，否则将无法观察到任何信息。这些类型信号的频谱将在3.5节中讨论。

用$x(t)$表示的时间t的周期函数是具有以下性质的函数（波形或信号）[1，2]：

$$x(t \pm kT) = x(t), \quad k = 1, 2, 3, \cdots \tag{3.1}$$

也就是说，函数每隔一个固定的时间间隔T重复自己，T称为波形的*周期*。一个周期信号的例子如图3-1所示。周期的倒数称为波形的基频，单位是Hz：

$$f_0 = \frac{1}{T} \tag{3.2a}$$

以rad/s为单位可表示为：

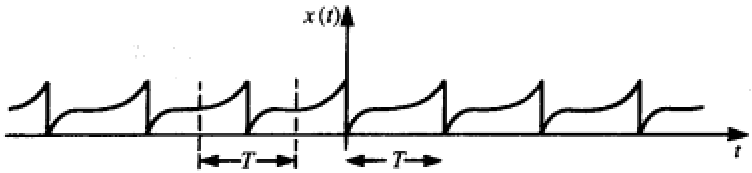
$$\omega_0 = 2\pi f_0 = \frac{2\pi}{T} \tag{3.2b}$$

在一个周期内波形的*平均功率*定义为：

$$P_{av} = \frac{1}{T}\int_{t_1}^{t_1+T} x^2(t)\,dt \tag{3.3}$$

其中，t_1是任意时刻。也就是，只需要在和信号周期相等的时间长度内进行积分。信号能量定义为：

$$E=\int_{-\infty}^{\infty}x^2(t)\,\mathrm{d}t \tag{3.4}$$



92

图3-1 周期为T的周期信号

注意，一个周期信号具有无限的能量，因为它必须无限重复，但平均功率是有限的，因此周期信号被称为*功率信号*。不是周期性的信号被称为*非周期信号*，如图3-2所示。非周期信号的平均功率为0，而能量有限，因此，它们被称为*能量信号*。

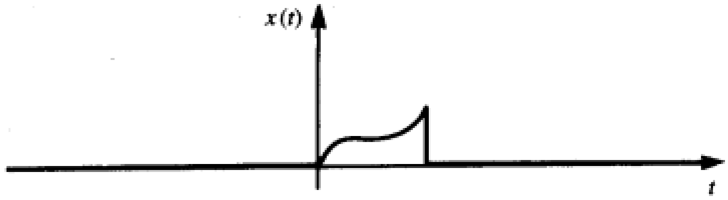


图3-2 非周期信号

周期信号可以表示为被称作基函数的更基本的信号的线性组合，基函数用$\phi_n(t)$来表示：

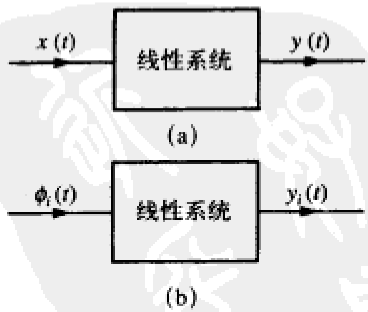
$$x(t)=\sum_{n=0}^{\infty}c_n\phi_n(t)=c_0\phi_0(t)+c_1\phi_1(t)+c_2\phi_2(t)+\cdots \tag{3.5}$$

这些基函数也是周期性的，和$x(t)$的周期相等。系数c_n称为*展开系数*，这种表示法的优点如图3-3所示。考虑一个有着输入$x(t)$和输出$y(t)$的*线性系统*，该系统被称为*单输入单输出系统*。如果该系统具有以下两个特性，那么该系统为*线性系统*：

（1）假如$x_1(t)$产生$y_1(t)$，$x_2(t)$产生$y_2(t)$，则$x_1(t)+x_2(t)$产生$y_1(t)+y_2(t)$；

（2）假如$x(t)$产生$y(t)$，则$kx(t)$产生$ky(t)$。

这两条性质常常被合称为*叠加性*。因此如果已知线性系统对每一个基函数的响应：



（a）输入$x(t)$产生输出$y(t)$；（b）在$x(t)$的展开式中的基函数$\phi_i(t)$产生相应的输出分量$y_i(t)$

图3-3 线性系统的信号处理

$$\phi_n(t)\longrightarrow y_n(t) \tag{3.6a}$$

93

那么，对于可被分解成如式（3.5）所示的基函数的信号$x(t)$的响应为：

$$y(t)=\sum_{n=0}^{\infty}c_ny_n(t)=c_0y_0(t)+c_1y_1(t)+c_2y_2(t)+\cdots \tag{3.6b}$$

也就是说，通过叠加性可以得到原始输入信号的响应，该响应为线性系统对用来表示原始输入信号的单个分量或基函数的响应的加权和。在很多情况下，得到较简单的基函数的响应要比得到原始信号的响应更容易。这就能简化计算系统对更一般的输入信号的响应。这不仅简化了系统对原始信号响应$y(t)$的计算，而且还进一步认识到线性系统是如何处理更一般的输入信号的。注意，这些结论的应用依赖于系统是线性系统，因为线性系统可利用叠加性。虽然可选择多种正交基函数展开的一个通常的周期信号，但这里还是将注意力集中在正弦基函数上。正弦基函数可导出以下将要讨论的傅里叶级数表达式。

3.1.1 周期信号的傅里叶级数表达式

任何周期函数都可以用如式（3.5）所示的无限个正弦函数之和来表示。每个正弦函数分量的频率是基频$f_0 = 1/T$的倍数，基频对应的角频率为$\omega_0 = 2\pi f_0 = 2\pi/T$。有两种形式的傅里叶级数。三角函数形式的傅里叶级数使用基函数$\phi_0 = 1$和$\phi_n = \cos(n\phi_0 t)$，$\sin(n\phi_0 t)$，$n = 1, 2, 3, \cdots, \infty$ [1]。基频的倍数nf_0称为谐波。

复指数形式的傅里叶级数比三角函数形式的更有用，也更容易计算，这里所用的就是这种形式。复指数形式的傅里叶级数就是将复指数函数用做基函数[1]：

94

$$\phi_n = e^{jn\omega_0 t} = \cos(n\omega_0 t) + j\sin(n\omega_0 t) \qquad (-\infty, \ldots, -1, 0, 1, \ldots, \infty) \tag{3.7}$$

利用欧拉恒等式：

$$e^{j\theta} = \cos(\theta) + j\sin(\theta) \tag{3.8}$$

和$j = \sqrt{-1}$，周期函数可以分解为：

$$\begin{aligned} x(t) &= \sum_{-\infty}^{\infty} c_n e^{jn\omega_0 t} \\ &= \cdots + c_{-2}e^{-j2\omega_0 t} + c_{-1}e^{-j\omega_0 t} + c_0 + c_1 e^{j\omega_0 t} + c_2 e^{j2\omega_0 t} + \cdots \end{aligned} \tag{3.9}$$

注意，求和可以扩展为从$-\infty$到$+\infty$。每个展开系数c_n，一般均为具有幅度和相角的复数。为了确定某个函数$x(t)$的展开系数，式（3.9）两边同时乘以$\phi_m^* = e^{-jm\omega_0 t}$，其中，*表示复数的共轭（为了得到复数的共轭复数，只要将j用$-$j代替即可），然后在一个周期内积分：

$$\int_{t_1}^{t_1+T} e^{-jm\omega_0 t} x(t)\,dt = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n \int_{t_1}^{t_1+T} e^{-jm\omega_0 t} e^{jn\omega_0 t}\,dt = c_m T \tag{3.10}$$

此结果实际上是利用了欧拉等式的结果，右边的被积函数为：

$$e^{-jm\omega_0 t} e^{jn\omega_0 t} = e^{j(n-m)\omega_0 t} = \cos((n-m)\omega_0 t) + j\sin((n-m)\omega_0 t) \tag{3.11}$$

该函数在周期T上积分时为零，除了$n = m$时，式（3.11）等于1，因此展开系数为：

95

$$c_n = \frac{1}{T}\int_{t_1}^{t_1+T} x(t) e^{-jn\omega_0 t}\,dt \tag{3.12}$$

1. 本书复数值的正上方都标有ˆ。在复指数形式里，展开系数和基函数应该表示为$\hat{c}_n$和$\hat{\phi}_n$。但为简单起见，本章中只表示为c_n和ϕ_n。

注意，$n=0$时，

$$c_0=\frac{1}{T}\int_{t_1}^{t_1+T}x(t)\,\mathrm{d}t=\frac{\text{一周期内曲线下包含的面积}}{T}=x(t)\text{的平均值} \tag{3.13}$$

为一实数。

注意，傅里叶级数的复指数形式除了包含正的谐波频率ω_0、$2\omega_0$、$3\omega_0$、…外，还包含负的谐波频率$-\omega_0$，$-2\omega_0$，$-3\omega_0$，…，此外，展开系数可能是复数，而三角函数形式的傅里叶级数的展开系数为实数。乍一看好像存在于三角函数形式的傅里叶级数中的物理含义在复指数形式中已经丢失，事实并非如此。应该认识到对于n（和谐波频率）的每一个正值都存在一个n（和谐波频率）的负值与其相对应，系数c_n、c_{-n}互为共轭：

$$c_{-n}=\frac{1}{T}\int_{t_1}^{t_1+T}x(t)\mathrm{e}^{\mathrm{j}n\omega_0 t}\,\mathrm{d}t=c_n^* \tag{3.14}$$

由于c_n是复数，所以用以下形式来表示：

$$c_n=|c_n|\underline{/c_n}=|c_n|\mathrm{e}^{\mathrm{j}\underline{/c_n}} \tag{3.15}$$

因此，

96

$$c_n^*=|c_n|\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\underline{/c_n}} \tag{3.16}$$

式（3.9）中的复指数形式可以写为：

$$x(t)=c_0+\sum_{n=1}^{\infty}c_n\mathrm{e}^{\mathrm{j}n\omega_0 t}+\sum_{n=-1}^{-\infty}c_n\mathrm{e}^{\mathrm{j}n\omega_0 t} \tag{3.17}$$

将第二项求和改为正的n，并使用式（3.14），得

$$x(t)=c_0+\sum_{n=1}^{\infty}c_n\mathrm{e}^{\mathrm{j}n\omega_0 t}+\sum_{n=1}^{\infty}c_n^*\mathrm{e}^{-\mathrm{j}n\omega_0 t} \tag{3.18}$$

代入式（3.15）和式（3.16），得

$$\begin{aligned}x(t)&=c_0+\sum_{n=1}^{\infty}|c_n|\mathrm{e}^{\mathrm{j}(n\omega_0 t+\angle c_n)}+\sum_{n=1}^{\infty}|c_n|\mathrm{e}^{-\mathrm{j}(n\omega_0 t+\underline{/c_n})}\\&=c_0+\sum_{n=1}^{\infty}|c_n|(\mathrm{e}^{\mathrm{j}(n\omega_0 t+\angle c_n)}+\mathrm{e}^{-\mathrm{j}(n\omega_0 t+\underline{/c_n})})\\&=c_0+\sum_{n=1}^{\infty}2|c_n|\cos(n\omega_0 t+\underline{/c_n})\end{aligned} \tag{3.19a}$$

在最后的等式中，利用式（3.8）的欧拉恒等式给出两个重要结果：

$$\cos(\theta)=\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{j}\theta}+\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\theta}}{2} \tag{3.20a}$$

$$\sin(\theta)=\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{j}\theta}-\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\theta}}{2\mathrm{j}} \tag{3.20b}$$

因此，为了得到单边频谱（仅正的频率）的展开系数，这里将双边谱的幅度加倍，即$c_n^+=2|c_n|$，而直流分量c_0保持不变。式（3.19a）中的展开系数是以余弦函数的形式表示的。利用等式$\cos(\theta)=\sin(\theta+90^\circ)$，也可以将其写成正弦函数形式：

97

$$x(t)=c_0+\sum_{n=1}^{\infty}2|c_n|\sin(n\omega_0 t+\underline{/c_n}+90^\circ) \tag{3.19b}$$

复指数形式的傅里叶级数的展开系数通常比三角函数形式的傅里叶级数的展开系数容易计算，例如，考虑如图3-4所示的方波，利用式（3.12），得

$$c_n = \frac{1}{T}\int_{t_1}^{t_1+T} e^{-jn\omega_0 t}x(t)\,\mathrm{d}t = \frac{1}{T}\int_0^{\tau} e^{-jn\omega_0 t}A\,\mathrm{d}t + \frac{1}{T}\int_{\tau}^{T} e^{-jn\omega_0 t}\times 0\,\mathrm{d}t = \frac{A}{jn\omega_0 T}(1-e^{-jn\omega_0\tau}) \tag{3.21}$$

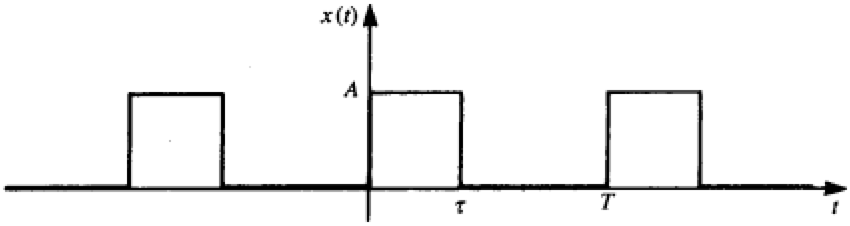


图3-4　周期性的方波脉冲串

在这种运算中，通常希望将结果表示成正弦或余弦函数的形式。为了做到这一步，可以提出圆括号中的$e^{-jn\omega_0\tau/2}$项，再利用式（3.20b），得

$$\begin{aligned} c_n &= \frac{A}{jn\omega_0 T}e^{-jn\omega_0\tau/2}(e^{jn\omega_0\tau/2} - e^{-jn\omega_0\tau/2}) \\ &= \frac{A}{jn\omega_0 T}e^{-jn\omega_0\tau/2}2j\sin(\tfrac{1}{2}n\omega_0\tau) \\ &= \frac{A\tau}{T}e^{-jn\omega_0\tau/2}\frac{\sin(\frac{1}{2}n\omega_0\tau)}{\frac{1}{2}n\omega_0\tau} \end{aligned} \tag{3.22}$$

从该结果可以看到

$$|c_n| = \frac{A\tau}{T}\left|\frac{\sin(\frac{1}{2}n\omega_0\tau)}{\frac{1}{2}n\omega_0\tau}\right| \tag{3.23a}$$

98

$$\angle c_n = \pm\tfrac{1}{2}n\omega_0\tau \tag{3.23b}$$

由于 $\sin(\frac{1}{2}n\omega_0\tau)$ 项可能为正，也可能为负（角度为180°时），因此角度前面出现了±号。这被加到 $e^{-jn\omega_0\tau/2}$ 项的角度中。代入$\omega_0=2\pi/T$，得：

$$|c_n| = \frac{A\tau}{T}\left|\frac{\sin(n\pi\tau/T)}{n\pi\tau/T}\right| \tag{3.24a}$$

$$\angle c_n = \pm\frac{n\pi\tau}{T} \tag{3.24b}$$

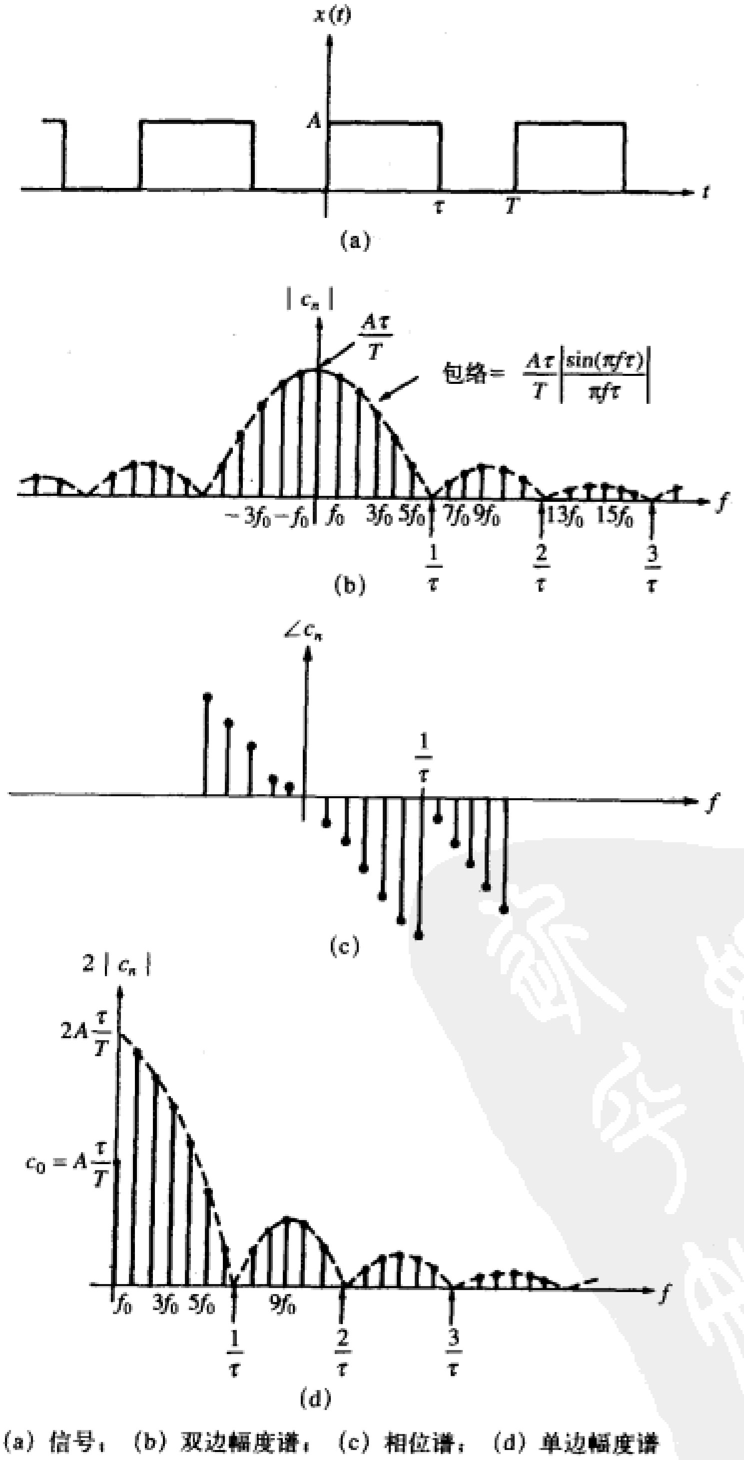
幅度谱由图3-5b给出，相位谱如图3-5c所示。图中横坐标表示频率f。谱分量的幅度取决于包络，即

$$\frac{A\tau}{T}\left|\frac{\sin(\pi f\tau)}{\pi f\tau}\right|$$

其中，代入$n/T=f$以得到连续的包络。当$\pi f\tau=m\pi$或乘以$1/\tau$时，该式为零。这是一个有用且常见的函数，通常表示为：

$$\frac{\sin x}{x}$$

在$x=0$时，函数值为单位值，当$x=m\pi$（$m=1, 2, 3, \cdots$）时，函数值为零。虽然连续包



（a）信号；（b）双边幅度谱；（c）相位谱；（d）单边幅度谱

图3-5　方波的频域表示

络包围着谱的幅度，但是谱分量仅仅存在于基频$f_0 = 1/T$的倍数（谐波）上。类似地，相位谱如图3-5c所示，图3-5b和c给出的幅度和相位谱称为*双边谱*，因为图中同时画出了正负频率分量。利用式（3.19）给出的结果，可得到*正频率单边频谱*，如图3-5d所示。通常单边谱更受推崇。注意，在双边幅度谱中，除了直流分量以外的所有正频率分量都是单边幅度谱的2倍，而单边相位谱就是双边相位谱中正频率的那部分。假设考虑的方波具有1/2（或50%）占空比：

99~100

$$D = \frac{\tau}{T} \tag{3.25}$$

则展开系数为：

$$\begin{aligned} |c_n| &= \frac{A}{2}\left|\frac{\sin(n\pi/2)}{n\pi/2}\right| \qquad \frac{\tau}{T} = \frac{1}{2} \\ &= \frac{A}{n\pi} \qquad n = 1, 3, 5, \dots \\ &= 0 \qquad n = 2, 4, 6, \dots \end{aligned} \tag{3.26a}$$

$$\begin{aligned} \angle c_n &= \angle\frac{-n\omega_0\tau}{2} + \angle\sin\left(\tfrac{1}{2}n\omega_0\tau\right) \\ &= \angle\frac{-n\pi}{2} + \angle\sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \\ &= -90^\circ \qquad n = 1, 3, 5, \dots \end{aligned} \tag{3.26b}$$

和$c_0 = A/2$。

因此，具有50%占空比的方波的复指数形式的傅里叶级数的展开系数为：

$$\begin{aligned} x(t) &= \frac{A}{2} + \frac{2A}{\pi}\cos(\omega_0 t - 90^\circ) + \frac{2A}{3\pi}\cos(3\omega_0 t - 90^\circ) + \cdots \\ &= \frac{A}{2} + \frac{2A}{\pi}\sin(\omega_0 t) + \frac{2A}{3\pi}\sin(3\omega_0 t) + \cdots \end{aligned} \tag{3.27}$$

注意：（1）根据式（3.19），将式（3.24a）乘以2得到单边谱；（2）利用了三角恒等式$\cos(\theta) = \sin(\theta + 90^\circ)$；（3）偶数次谐波（$n = 2, 4, \cdots$）等于零。为了举例说明式（3.27）中的各个部分是如何对整个信号的构成起作用的，可以利用式（3.27）给出如图3-4所示方波的傅里叶级数的前7项之和，其中$A = 1$，$T = 1\text{s}$，$\tau = 0.5\text{s}$，如图3-6所示。加入更多项会导致总和收敛于时域信号。

例3.1 求如图3-7所示波形的傅里叶级数（单边）。计算当$A = 2$，$\tau = 2\text{s}$和$T = 4\text{s}$时的值。

解：直流分量（平均值）为：

$$c_0 = \frac{1}{T}\left\{\frac{1}{2}\tau A + A(T - \tau)\right\} = A\left[1 - \frac{\tau}{2T}\right]$$

101

其他系数为：

$$\begin{aligned} c_n &= \frac{1}{T}\left\{\int_0^\tau A(t/\tau)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}n\omega_0 t}\,\mathrm{d}t + \int_\tau^T A\mathrm{e}^{-\mathrm{j}n\omega_0 t}\,\mathrm{d}t\right\} \\ &= \mathrm{j}\frac{A}{n\omega_0 T}\left[\mathrm{e}^{-\mathrm{j}n\omega_0 T} - \mathrm{e}^{-\mathrm{j}n\omega_0\tau/2}\left(\frac{\sin(n\omega_0\tau/2)}{n\omega_0\tau/2}\right)\right] \\ &= \mathrm{j}\frac{A}{2\pi n}\left[1 - \mathrm{e}^{-\mathrm{j}n\pi(\tau/T)}\frac{\sin(n\pi\tau/T)}{n\pi\tau/T}\right] \end{aligned}$$

因为$e^{-jn\omega_0 T}=e^{-j2pn}=1$。

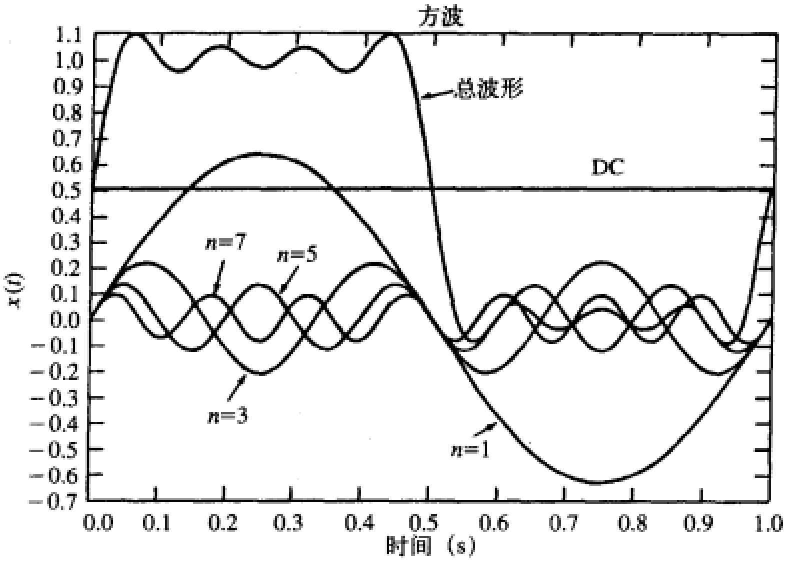
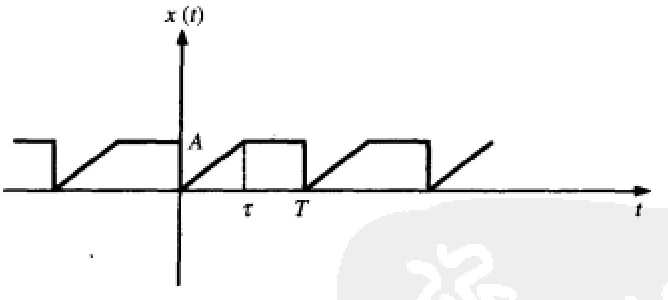


图3-6 将方波分解为各频率分量举例



102

图3-7 例3.1

计算$A=2$，$\tau=2$s和$T=4$s时的值，为：

$$c_0=\frac{3}{2}$$

$$c_n=-\frac{2}{(n\pi)^2}+j\frac{1}{n\pi} \qquad n=1,3,5,7,\ldots$$

$$=j\frac{1}{n\pi} \qquad n=2,4,6,\ldots$$

前7次谐波为：

$$c_1=0.3773\underline{/122.48^\circ}, \quad c_2=0.1592\underline{/90^\circ}, \quad c_3=0.1085\underline{/101.98^\circ}$$

$$c_4=0.0796\underline{/90^\circ}, \quad c_5=0.0642\underline{/97.26^\circ}, \quad c_6=0.0531\underline{/90^\circ}, \quad c_7=0.0457\underline{/95.2^\circ}$$

将这些幅度值乘以2得单边频谱的展开系数为：

$$c_1^+=2c_1=0.7547\underline{/122.48^\circ}, \quad c_2^+=2c_2=0.3183\underline{/90^\circ}, \quad c_3^+=2c_3=0.2169\underline{/101.98^\circ}$$

$$c_4^+ = 2c_4 = 0.1592\underline{/90^\circ}, \quad c_5^+ = 2c_5 = 0.1284\underline{/97.26^\circ}, \quad c_6^+ = 2c_6 = 0.1061\underline{/90^\circ}$$
$$c_7^+ = 2c_7 = 0.0913\underline{/95.2^\circ}$$

103

因此，式（3.19a）中单边余弦函数形式的展开系数为：

$$\begin{aligned} x(t) = 1.5 &+ 0.7547\cos\left(\frac{\pi t}{2} + 122.48^\circ\right) \\ &+ 0.3183\cos(\pi t + 90^\circ) \\ &+ 0.2169\cos\left(\frac{3\pi t}{2} + 101.98^\circ\right) \\ &+ 0.1592\cos(2\pi t + 90^\circ) \\ &+ 0.1284\cos\left(\frac{5\pi t}{2} + 97.26^\circ\right) \\ &+ 0.1061\cos(3\pi t + 90^\circ) \\ &+ 0.0913\cos\left(\frac{7\pi t}{2} + 95.2^\circ\right) \\ &+ \cdots \end{aligned}$$

在相位角上加上90°得式（3.19b）中单边正弦函数形式的展开系数为：

$$\begin{aligned} x(t) = 1.5 &+ 0.7547\sin\left(\frac{\pi t}{2} - 147.52^\circ\right) \\ &+ 0.3183\sin(\pi t - 180.0^\circ) \\ &+ 0.2169\sin\left(\frac{3\pi t}{2} - 168.0^\circ\right) \\ &+ 0.1592\sin(2\pi t - 180.0^\circ) \\ &+ 0.1284\sin\left(\frac{5\pi t}{2} - 172.74^\circ\right) \\ &+ 0.1061\sin(3\pi t - 180.0^\circ) \\ &+ 0.0913\sin\left(\frac{7\pi t}{2} - 174.80^\circ\right) \\ &+ \cdots \end{aligned}$$

3.1.2 线性系统对周期信号的响应

考虑一个如图3-3a所示的单输入单输出线性系统。假设输入是正弦信号：

$$x(t) = X\cos(\omega t + \phi_x) \tag{3.28a}$$

104

当达到稳态时，输出将和输入一样是同频率的正弦信号：

$$y(t) = Y\cos(\omega t + \theta_y) \tag{3.28b}$$

用相位复矢量代替正弦信号的时域表达形式可以很简单地得到响应[1]。用$h(t)$表示的单位冲激响应是系统对输入的单位冲激函数，即$x(t) = \delta(t)$，在初始状态为零的条件下的响应[1]。相位复矢量冲激响应用$H(\mathrm{j}\omega) = |H(\mathrm{j}\omega)|\angle H(\mathrm{j}\omega)$来表示，并可以很容易地由系统的转移函数得到[1]。在这种情况下，输出相量为：

$$Y\underline{/\theta_y} = H(\mathrm{j}\omega)X\underline{/\phi_x} \tag{3.29a}$$

因此，输出的幅度为：

$$Y = |H(j\omega)|X \tag{3.29b}$$

输出的相位为：

$$\theta_y = \angle H(j\omega) + \phi_x \tag{3.29c}$$

现在假设$x(t)$是周期信号且它的傅里叶级数已经得到以下形式：

$$x(t) = c_0 + \sum_{n=1}^{\infty} 2|c_n|\cos(n\omega_0 t + \angle c_n) \tag{3.30}$$

则可以让信号的每个分量通过系统来得到每个分量的正弦稳态响应，即$Y(jn\omega_0)$，然后将这些响应相加就得到$x(t)$的完全正弦稳态响应：

对每个分量的响应的幅度为：

$$Y = 2|c_n||H(jn\omega_0)| \tag{3.31a}$$

对每个分量的响应的相位为：

105

$$\angle\theta_y = \angle c_n + \angle H(jn\omega_0) \tag{3.31b}$$

因此，时域输出$y(t)$为：

$$y(t) = c_0 H(0) + \sum_{n=1}^{\infty} 2|c_n||H(jn\omega_0)|\cos[n\omega_0 t + \angle c_n + \angle H(jn\omega_0)] \tag{3.32}$$

图3-8举例说明了这一点。

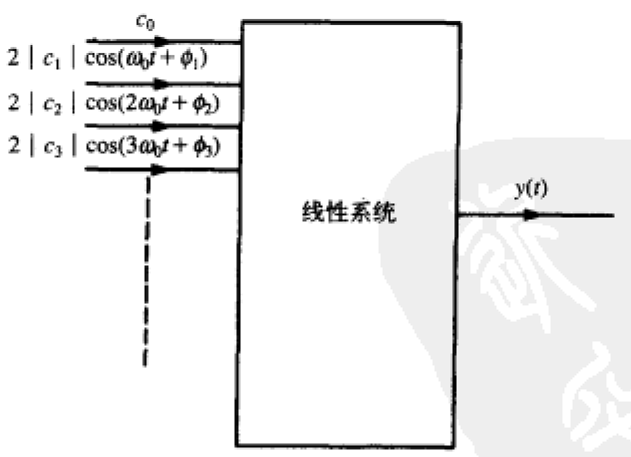


图3-8 对通常的时域信号的完全响应举例

（该完全响应为输入（周期）信号各频谱分量响应的叠加）

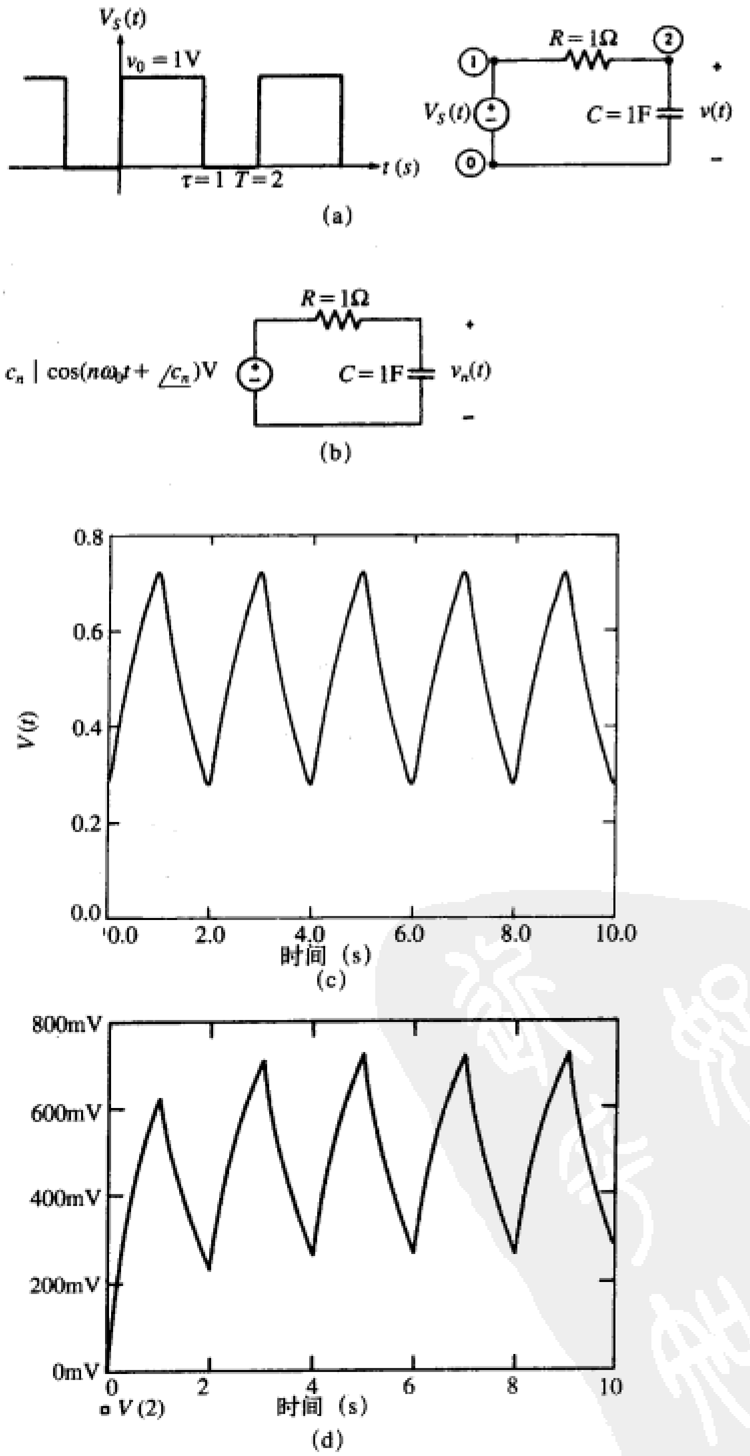
例3.2 假设1V的方波通过一个如图3-9a所示的低通滤波器，输出是电容两端的电压$v(t)$。a. 利用傅里叶级数求和；b. 利用SPICE（PSPICE）求输出波形。

解：利用分压计算得到的相量转移函数为：

106

$$H(j\omega) = \frac{V(j\omega)}{V_S(j\omega)} = \frac{1/j\omega C}{R + (1/j\omega C)} = \frac{1}{1 + j\omega RC}$$

在$V_S(t)$的谐波处计算得到的转移函数为：



(a) 电路和输入信号；(b) 输入信号各谐分量的响应；(c) 计算的响应；(d) SPICE仿真结果

图3-9 周期信号的稳态响应的计算举例

$$H(jn\omega_0)=\frac{1}{1+jn\omega_0 RC}$$

因此，

$$v_n(t)=2|c_n||H(jn\omega_0)|\cos[n\omega_0 t+\angle c_n+\angle H(jn\omega_0)]$$

完整的稳态响应为：

$$v(t)=c_0H(0)+\sum_{n=1}^{\infty}v_n(t)$$

现在以具体数字为例，设$R=1\Omega$，$C=1\text{F}$，因此电路的时间常数是$RC=1\text{s}$。注意，所选择的$v_S(t)$的脉冲带宽若小于或大于这个时间常数将产生完全不同的响应。选择$v_0=1\text{V}$, $T=1\text{s}$, $\tau=1\text{s}$则占空比为50%。转移函数为：

108

$$H(jn\omega_0)=\frac{1}{1+jn\pi}$$

复指数形式的傅里叶级数的系数为：

$$c_n=\frac{V_0\tau}{T}\frac{\sin(n\pi\tau/T)}{n\pi\tau/T}e^{-jn\pi\tau/T}=\frac{1}{2}\frac{\sin(\frac{1}{2}n\pi)}{\frac{1}{2}n\pi}e^{-jn\pi/2}$$

计算得前7项谐波为：

$$c_0=\frac{1}{2} \qquad H(0)=1$$

$$c_1=\frac{1}{\pi}e^{-j\pi/2} \qquad H(j\omega_0)=\frac{1}{1+j\pi}$$

$$=\frac{1}{\pi}\angle{-90^\circ} \qquad =0.3033\angle{-72.34^\circ}$$

$$c_2=0$$

$$c_3=-\frac{1}{3\pi}e^{-j3\pi/2} \qquad H(j3\omega_0)=\frac{1}{1+j3\pi}$$

$$=-\frac{1}{3\pi}\angle{90^\circ} \qquad =0.1055\angle{-83.94^\circ}$$

$$=\frac{1}{3\pi}\angle{-90^\circ}$$

$$c_4=0$$

$$c_5=\frac{1}{5\pi}e^{-j5\pi/2} \qquad H(j5\omega_0)=\frac{1}{1+j5\pi}$$

$$=\frac{1}{5\pi}\angle{-90^\circ} \qquad =0.0635\angle{-86.36^\circ}$$

$$c_6=0$$

$$c_7=-\frac{1}{7\pi}e^{-j7\pi/2} \qquad H(j7\omega_0)=\frac{1}{1+j7\pi}$$

$$=-\frac{1}{7\pi}\angle{90^\circ} \qquad =0.04543\angle{-87.4^\circ}$$

109

$$=\frac{1}{7\pi}\angle{-90^\circ}$$

将幅度乘以2得到电压源的单边谱为：

$$v_S(t)=\frac{1}{2}+\frac{2}{\pi}\cos(\pi t-90^\circ)+\frac{2}{3\pi}\cos(3\pi t-90^\circ)+\frac{2}{5\pi}\cos(5\pi t-90^\circ)+\frac{2}{7\pi}\cos(7\pi t-90^\circ)+\cdots$$
$$=0.5+0.6366\sin(\pi t)+0.2122\sin(3\pi t)+0.1273\sin(5\pi t)+0.0909\sin(7\pi t)$$

根据式（3.32）计算输出电压的单边谱，得：

$$v(t)=0.5+0.1931\cos(\pi t-162.34^\circ)+0.0224\cos(3\pi t-173.94^\circ)$$
$$+0.0081\cos(5\pi t-176.36^\circ)+0.0041\cos(7\pi t-177.4^\circ)+\cdots$$
$$=0.5+0.1931\sin(\pi t-72.34^\circ)+0.0224\sin(3\pi t-83.94^\circ)$$
$$+0.0081\sin(5\pi t-86.36^\circ)+0.0041\sin(7\pi t-87.4^\circ)+\cdots$$

利用前7次谐波得到的这个结果如图3-9c所示。注意，这里没有出现暂态响应项，这是因为这个结果仅仅是解的稳态部分。完整的SPICE仿真结果如图3-9d所示，其中使用了如下程序：

```
EXAMPLE FIGURE 3.9
VS  1  0  PULSE(0  1  0  0.001  0.001  0.999  2)
R   1  2  1
C   2  0  1
.TRAN 0.001  10
.PROBE
.END
```

由图可见，PSPICE解同时给出了稳态解和暂态解（发生在时间的起始时刻）。暂态解很快衰减（在几个1s的时间常数后），解收敛于稳态响应。 110

3.1.3 重要的计算技术

虽然使用以前的结果直接计算傅里叶级数的展开系数直接了当，但是对于某些波形则会感到冗长乏味。本节的目的是举例说明计算傅里叶展开系数的重要特性，而这些系数对于分段线性波形而言是微不足道的。分段线性波形由直线段组成。如图3-10a所示为一周期性分段线性波形的例子。

第一个也是最重要的特性就是线性。任何一个波形或函数都可以写成（或分解成）两个或多个函数的线性组合：

$$x(t)=A_1x_1(t)+A_2x_2(t)+A_3x_3(t)+\cdots \tag{3.33}$$

例如，图3-10a所示的波形可以写成其他两个波形的线性叠加：$x(t)=A_1x_1(t)+A_2x_2(t)$，其中$x_1(t)$和$x_2(t)$如图3-10b所示，且$A_1=A$、$A_2=A$。结果，根据式（3.33），$x(t)$的傅里叶级数可以写成$x_1(t)$、$x_2(t)$、$x_3(t)$、…的傅里叶级数的线性组合。例如，假设$x_2(t)$和$x_1(t)$的复指数形式为：

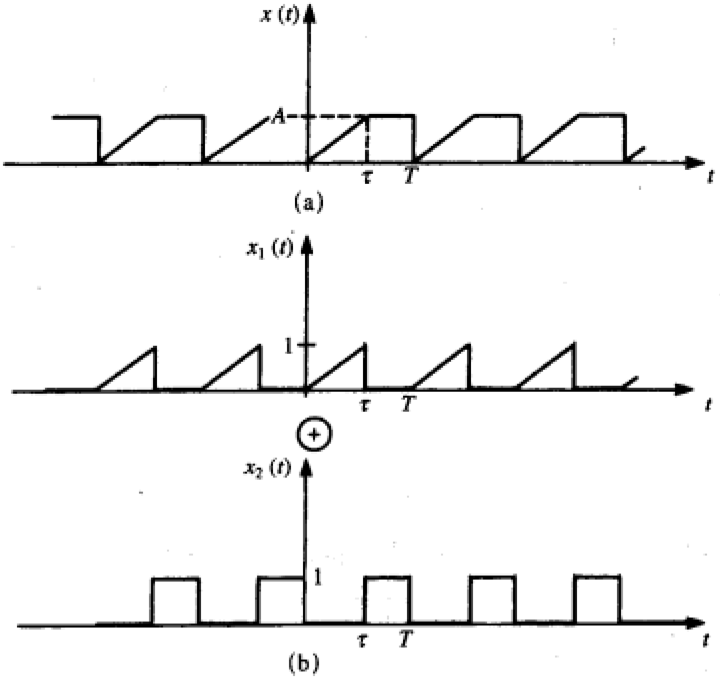
$$x_1(t)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}c_{1n}e^{jn\omega_0 t} \tag{3.34a}$$

$$x_2(t)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}c_{2n}e^{jn\omega_0 t} \tag{3.34b}$$

如果$x(t)=x_1(t)+x_2(t)$，那么

$$x(t)=x_1(t)+x_2(t)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}(c_{1n}+c_{2n})e^{jn\omega_0 t}=\sum_{n=-\infty}^{\infty}c_ne^{jn\omega_0 t} \tag{3.35}$$

因此，和$x(t)$的n次谐波有关的展开系数是和$x_1(t)$、$x_2(t)$有关的谐波的展开系数之和，因此，能够把一个周期函数分解成可能较简单的函数的线性组合。如果求解这些较简单的函数的展开系数更容易的话，那么求解$x(t)$的展开系数就会得到简化。



(a) 信号；(b) 分解，$x(t)=Ax_1(t)+Ax_2(t)$

图3-10　信号的线性分解原理说明

111～112

第二个重要特性与函数的时移有关。如果$x(t)$在t上向前移动α（即在时间上延迟α），则它可以写成$x(t-\alpha)$，如图3-11c所示。如果观察波形$x(t)$和$x(t-\alpha)$上的对应点就会很容易记住，在$x(t)$和$x(t-\alpha)$的自变量相同的地方出现$x(t)$和$x(t-\alpha)$的对应点。例如，$x(t)$在$t=0$时的点$x(0)$，与$x(t-\alpha)$上当$x(t-\alpha=0)$或$t=\alpha$时的点相对应。因此，$x(t-\alpha)$就是$x(t)$在时间轴上向前移动了α（时间上延迟）。类似地，$x(t+\alpha)$就是$x(t)$在时间轴上向后移动了α（时间上提前）。如图3-11c所示的例子，$x(t\pm\alpha)$的傅里叶展开系数可以从如下所示的$x(t)$的展开系数直接求得。首先回忆一下式（3.9）给出的$x(t)$的复指数形式的傅里叶级数，其系数c_n在式（3.12）中给出。假设$x(t)$在t轴上向前移动得到$x(t-\alpha)$，则在式（3.9）中用$t-\alpha$代替t就可得到：

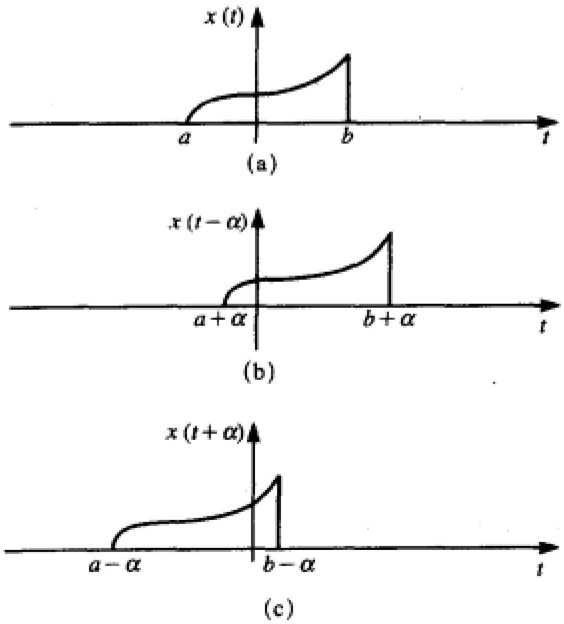
$$x(t-\alpha)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}c_n e^{jn\omega_0(t-\alpha)}=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\underbrace{c_n e^{-jn\omega_0\alpha}}_{c_n'}e^{jn\omega_0 t} \tag{3.36}$$

因此，用$e^{-jn\omega_0\alpha}$乘以$x(t)$的展开系数就得到$x(t-\alpha)$的展开系数。

第三个重要特性与单位冲激函数$\delta(t)$有关，它定义为[1]：

$$\delta(t)=\begin{cases}0 & (t<0)\\ 0 & (t>0)\\ \int_{0^-}^{0^+}\delta(t)\,dt=1 & \end{cases} \tag{3.37}$$

113



(a) $x(t)$；(b) $x(t-\alpha)$；(c) $x(t+\alpha)$

图3-11 时移原理说明

符号0^-和0^+分别表示在时间$t=0$之前和之后的一瞬间。就是说，除了$t=0$外，该函数值均为零，而在$t=0$时函数值没有定义。直观上讲，可以认为单位冲激函数宽度为零而高度无限，因此，函数波形包含的面积为一个单位[1]。冲激函数用垂直箭头（高度是非实质性的）来表示。冲激强度由箭头旁边括号里的内容来表示。图3-12举例说明了函数$A\delta(t-\tau)$。考虑一个单位冲激函数的周期串：

$$x(t)=\delta(t\pm kT),\quad k=0,\ \pm1,\ \pm2,\ \pm3,\ldots \tag{3.38}$$

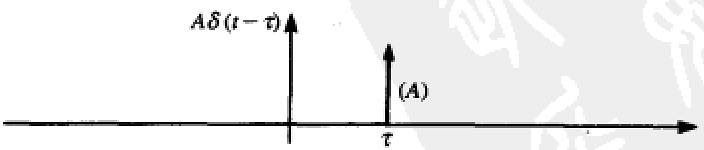


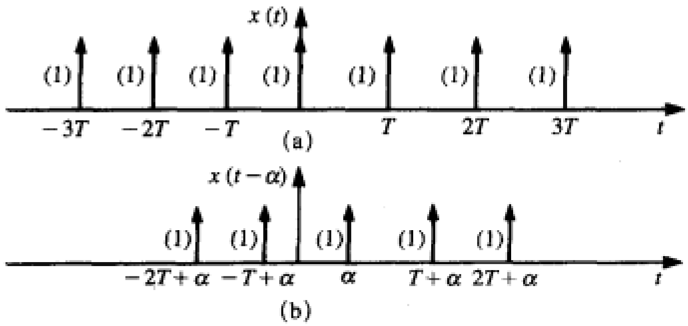
图3-12 冲激函数

如图3-13a所示，展开系数为：

$$c_n=\frac{1}{T}\int_0^T\delta(t)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}n\omega_0 t}\,\mathrm{d}t=\frac{1}{T}\int_{0^-}^{0^+}\delta(t)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}n\omega_0 t}\,\mathrm{d}t=\frac{1}{T}\int_{0^-}^{0^+}\delta(t)\,\mathrm{d}t=\frac{1}{T} \tag{3.39}$$

如图3-13b所示，如果冲激串在t轴上向前移动α，那么通过时移特性，其展开系数成为：

$$c_n=\frac{1}{T}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}n\omega_0\alpha} \tag{3.40}$$



(a) 单位冲激函数周期串(1)；(b) 单位冲激函数周期串(2)

114

图3-13　单位冲激函数周期串的时延

第四个也是最后一个特性与周期函数$x(t)$的展开系数及其各阶导数的展开系数有关。如果$x(t)$用复指数形式的傅里叶级数来表示：

$$x(t)=\sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n e^{jn\omega_0 t} \tag{3.41}$$

则它的k阶导数可表示为：

$$\frac{d^k x(t)}{dt^k}=\sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n^{(k)} e^{jn\omega_0 t} \tag{3.42}$$

相关的展开系数为：

$$c_n=\frac{1}{(jn\omega_0)^k}c_n^{(k)} \quad n\neq 0 \tag{3.43}$$

其中，$c_n^{(k)}$为$x(t)$$k$阶导数的第$n$次谐波的展开系数。注意，当对$x(t)$进行微分时，$c_0$的导数为0。因此，一般不能通过这种方法得到$c_0$。但$c_0$可以简单地从$x(t)$波形的平均值得到，简单地对式（3.41）进行微分可得：

$$\frac{d^k x(t)}{dt^k}=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\underbrace{(jn\omega_0)^k c_n}_{c_n^{(k)}} e^{jn\omega_0 t} \tag{3.44}$$

现在准备利用这4个重要特性来简化分段线性函数的复指数形式傅里叶级数的展开系数的计算。方法是对函数进行重复微分直到第一次出现冲激函数。如果微分函数不仅仅包含冲激函数，那么就把结果写成冲激函数和剩余部分之和。利用前面的结果得到包含冲激函数的展开系数，并继续对不含冲激函数的部分进行微分直到出现冲激函数。重复这个过程直到求解完成。根据式（3.43），用所需要的幂次方$jn\omega_0$去除每一部分，以得到原始函数的展开系数。

115

例3.3　求如图3-4所示方波的傅里叶系数。

解：如图3-4所示波形的导数如图3-14所示，它是发生在每个脉冲上升沿处强度为A的周期性冲激串和发生在每个脉冲的下降沿处强度为$-A$的周期性冲激串。该函数的导数的傅里叶展开系数是每个冲激函数的展开系数之和：

$$c_n^{(1)}=A\frac{1}{T}-A\frac{1}{T}e^{-jn\omega_0\tau}=\frac{A}{T}(1-e^{-jn\omega_0\tau})$$

$$= \frac{A}{T}(e^{jn\omega_0\tau/2} - e^{-jn\omega_0\tau/2})e^{-jn\omega_0\tau/2} = jn\omega_0 \frac{A\tau}{T}\frac{\sin(\frac{1}{2}n\omega_0\tau)}{\frac{1}{2}n\omega_0\tau}e^{-jn\omega_0\tau/2}$$

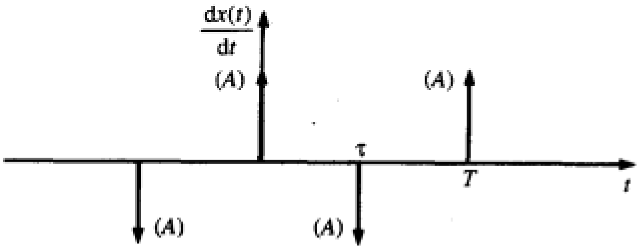


图3-14 例3.3用图

$x(t)$的展开系数为：

$$c_n = \frac{1}{jn\omega_0}c_n^{(1)} = \frac{A\tau}{T}\frac{\sin(\frac{1}{2}n\omega_0\tau)}{\frac{1}{2}n\omega_0\tau}e^{-jn\omega_0\tau/2}$$

和前面的结果相同。

例3.4 用微分法求例3.1中如图3-7所示波形的傅里叶级数。 [116]

解：首先写出如图3-7所示波形的一阶导数，如图3-15b所示，该导数为如图3-15c所示的两个函数之和：

$$\frac{dx(t)}{dt} = x_1(t) + x_2(t)$$

根据前面冲激串的特性可以很容易得到$x_1(t)$的展开系数：

$$c_{1n}^{(1)} = -\frac{A}{T}e^{-jn\omega_0 T} = -\frac{A}{T}$$

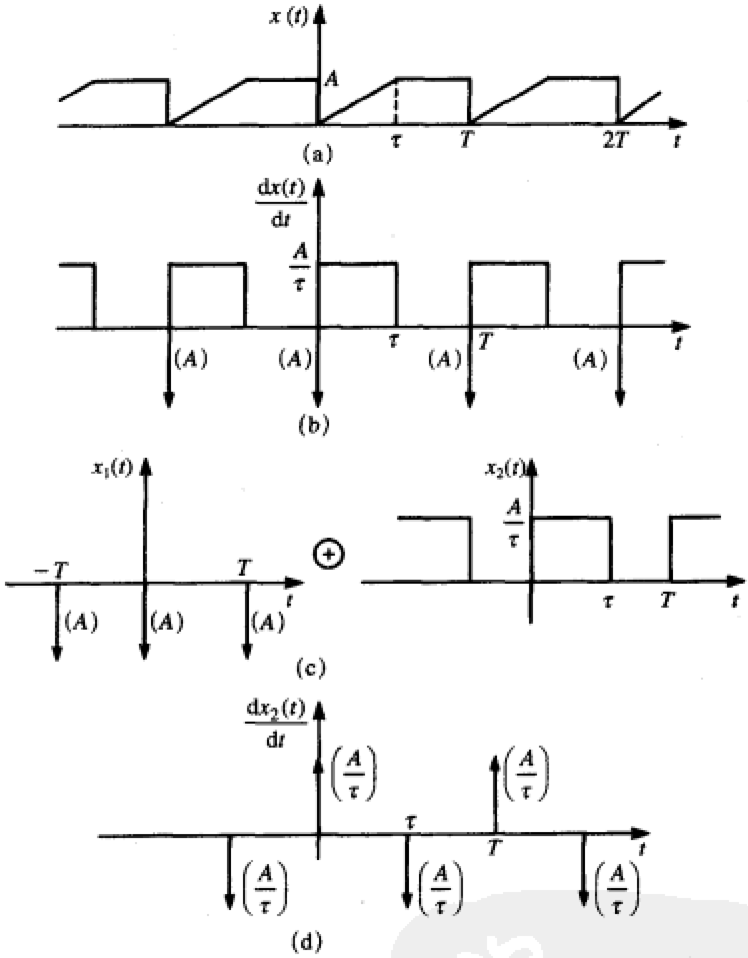
再一次对函数$x_2(t)$进行微分得到如图3-15d所示的结果，该函数的展开系数为：

$$c_{2n}^{(2)} = \frac{A}{\tau}\frac{1}{T} - \frac{A}{\tau}\frac{1}{T}e^{-jn\omega_0\tau}$$

注意：在最后结果中，利用了线性和时移特性。原始函数的展开系数为：

$$\begin{aligned}
c_n &= \frac{1}{jn\omega_0}c_{1n}^{(1)} + \frac{1}{(jn\omega_0)^2}c_{2n}^{(2)} \quad n \neq 0 \\
&= -\frac{1}{jn\omega_0}\frac{A}{T}e^{-jn\omega_0 T} + \frac{1}{(jn\omega_0)^2}\left(\frac{A}{\tau}\frac{1}{T} - \frac{A}{\tau}\frac{1}{T}e^{-jn\omega_0\tau}\right) \\
&= j\frac{A}{n\omega_0 T}\left[e^{-jn\omega_0 T} + j\frac{1}{n\omega_0\tau}(1 - e^{-jn\omega_0\tau})\right] \\
&= j\frac{A}{n\omega_0 T}e^{-jn\omega_0 T} - j\frac{A}{n\omega_0 T}\frac{\sin(\frac{1}{2}n\omega_0\tau)}{\frac{1}{2}n\omega_0\tau}e^{-jn\omega_0\tau/2} \\
&= j\frac{A}{2\pi n}\left[1 - e^{-j\frac{n\pi\tau}{T}}\frac{\sin(n\pi\tau/T)}{n\pi\tau/T}\right]
\end{aligned}$$

由于例3.1中已经求得和，所以避免积分而用微分。



(a) 信号；(b) 一阶微分；(c) 线性特性的利用；(d) 对分量进行重复微分

117 图3-15 例3.4举例说明了利用微分法计算分段线性周期信号的傅里叶展开系数

3.2 数字信号波形的频谱

如先前提到的，在数字电路中具有根本重要性的波形是代表时钟和数据信号的波形。时钟信号是周期性的确定信号，因此可以用前面几节提到的方法来表示。虽然时钟信号波形类似如图3-4所示的方波，但本节的目的是得到这类信号更好的表达方法，并简化其表达式，以使人们了解影响信号频谱的时域因素。数据信号波形将在3.5节中讨论。118

3.2.1 梯形波（时钟）的频谱

如图3-16所示，时钟信号可用周期性的梯形脉冲串来表示。每个脉冲用幅度A，脉冲上升时间τ_r，脉冲下降时间τ_f和一个脉冲宽度τ（波的幅度降为50%时的两个点之间的

宽度）来描述。为了达到目的，将把脉冲的上升和下降时间看作为信号从0变到A所需要的时间，也就是说，从0%的点到100%的点之间的时间。因为通常实际的脉冲的变化并不像人们所说的那样尖锐，因此，工业上通常定义脉冲的上升和下降时间为脉冲幅度从$0.1A$变化到$0.9A$所需的时间；也就是从10%的点到90%的点之间的时间。基于10%~90%点的上升/下降时间是基于0%~100%点的上升/下降时间的80%。本节的目的是研究这些脉冲参数对波形频谱的影响。将会发现对波形的高频频谱分量有影响的关键参数是脉冲的上升和下降时间。在规定频率范围内的发射电平因此在很大程度上依赖于这些脉冲的上升和下降时间。

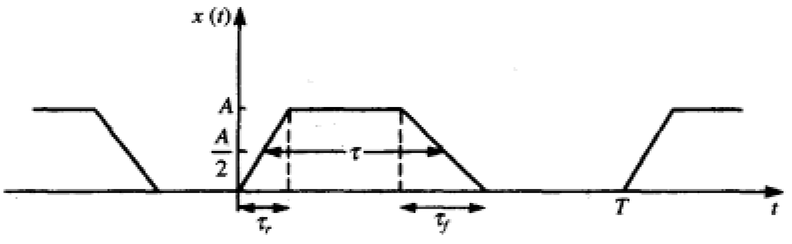


图3-16 代表数字系统中时钟和数据信号的梯形周期脉冲串

为了得到这个波形的复指数形式的傅里叶级数可以使用3.1.3节的结果。波形的一阶导数如图3-17a所示，再次微分产生如图3-17b所示的冲激脉冲波形。由于这个波形中包含冲激脉冲，这里将它展开以求解展开系数：

$$
\begin{aligned}
c_n^{(2)} &= \frac{1}{T}\frac{A}{\tau_r} - \frac{1}{T}\frac{A}{\tau_r}e^{-jn\omega_0\tau_r} - \frac{1}{T}\frac{A}{\tau_f}e^{-jn\omega_0[\tau+(\tau_r-\tau_f)/2]} \\
&\quad + \frac{1}{T}\frac{A}{\tau_f}e^{-jn\omega_0[\tau+(\tau_r+\tau_f)/2]} \\
&= \frac{A}{T}\left[\frac{1}{\tau_r}e^{-jn\omega_0\tau_r/2}(e^{jn\omega_0\tau_r/2} - e^{-jn\omega_0\tau_r/2})\right. \\
&\quad \left. - \frac{1}{\tau_f}e^{-jn\omega_0\tau_r/2}e^{-jn\omega_0\tau}(e^{jn\omega_0\tau_f/2} - e^{-jn\omega_0\tau_f/2})\right] \\
&= j\frac{A}{2\pi n}(n\omega_0)^2 e^{-jn\omega_0(\tau+\tau_r)/2}\left[\frac{\sin(\frac{1}{2}n\omega_0\tau_r)}{\frac{1}{2}n\omega_0\tau_r}e^{jn\omega_0\tau/2} - \frac{\sin(\frac{1}{2}n\omega_0\tau_f)}{\frac{1}{2}n\omega_0\tau_f}e^{-jn\omega_0\tau/2}\right]
\end{aligned}
\tag{3.45}
$$

119

根据式（3.43），原始梯形波的展开系数是：

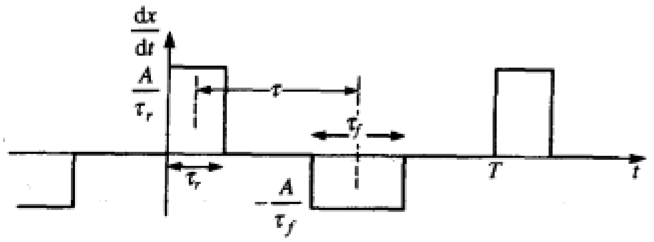
$$
\begin{aligned}
c_n &= \frac{1}{(jn\omega_0)^2}c_n^{(2)} \quad n \neq 0 \\
&= -\frac{c_n^{(2)}}{(n\omega_0)^2} \\
&= -j\frac{A}{2\pi n}e^{-jn\omega_0(\tau+\tau_r)/2}\left(\frac{\sin(\frac{1}{2}n\omega_0\tau_r)}{\frac{1}{2}n\omega_0\tau_r}e^{jn\omega_0\tau/2} - \frac{\sin(\frac{1}{2}n\omega_0\tau_f)}{\frac{1}{2}n\omega_0\tau_f}e^{-jn\omega_0\tau/2}\right)
\end{aligned}
\tag{3.46}
$$

式（3.46）的结果不能再进一步合并以产生有用的结果。然而，如果脉冲上升时间等于下降时间$\tau_r=\tau_f$，那么可以得到一个非常有用的结果。将$\tau_r=\tau_f$代入式（3.46），得展开系数为：

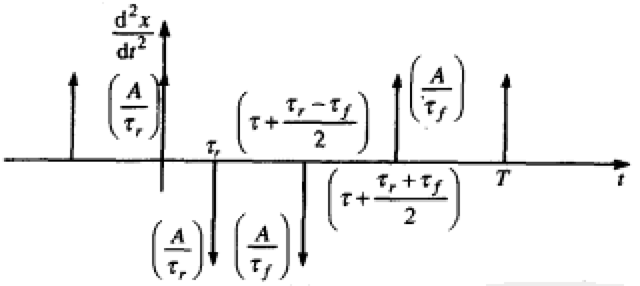
120

$$c_n = A\frac{\tau}{T}\frac{\sin(\frac{1}{2}n\omega_0\tau)}{\frac{1}{2}n\omega_0\tau}\frac{\sin(\frac{1}{2}n\omega_0\tau_r)}{\frac{1}{2}n\omega_0\tau_r}e^{-jn\omega_0(\tau+\tau_r)/2} \qquad (\tau_r = \tau_f) \tag{3.47}$$

注意：这个结果可以写成两项(sin$x$)/x乘积的形式。如果上升和下降时间不相等，即$\tau_r \neq \tau_f$，那么结果就不能写成这两项(sin$x$)/x乘积的形式。有人曾经尝试过在$\tau_r \neq \tau_f$时使用上面的结果，并在等式中用上升/下降时间的平均值$\frac{1}{2}(\tau_r+\tau_f)$来代替上升时间。虽然当$\tau_r$和$\tau_f$相差不太大时结果可能是所期望的或合理近似的，但事实上这并不正确。然而，假设上升和下降时间相等，将使人们对更一般的情况有重要的认识。



(a)



(b)

(a) 一阶导数；(b) 二阶导数

图3-17 梯形脉冲串的各阶导数

继续假设脉冲的上升和下降时间相等，可以得到单边谱（正频率）的展开系数c_n^+，其中，

$$x(t) = c_0 + \sum_{n=1}^{\infty}|c_n^+|\cos(n\omega_0 t + \angle c_n) \tag{3.48a}$$

根据式（3.19），为了得到这个结果，除了c_0项外，还可以在双边频谱中把所有展开系数的幅度加倍。从式（3.47）的结果中得到：

$$|c_n^+| = 2|c_n| = 2A\frac{\tau}{T}\left|\frac{\sin(n\pi\tau/T)}{n\pi\tau/T}\right|\left|\frac{\sin(n\pi\tau_r/T)}{n\pi\tau_r/T}\right| \quad (n \neq 0) \quad (\tau_r = \tau_f) \tag{3.48b}$$

和

$$c_0 = A\frac{\tau}{T} \qquad (\tau_r = \tau_f) \tag{3.48c}$$

其中，已经代入了$\omega_0 = 2\pi/T$，相角为：

$$\angle c_n = \pm n\pi\frac{\tau+\tau_r}{T} \qquad (\tau_r = \tau_f) \tag{3.48d}$$

作对该结果的检查，代入$\tau_r=0$，可得到式（3.24）方波的结果。 121

可以从式（3.48）的结果中看到几个重点。首先，假设$\tau=0.5T$，也就是50%的占空比。在这种情况下，第一个正弦项变成$|\sin(n\pi\tau/T)|/|n\pi\tau/T|=|\sin\frac{1}{2}n\pi|/|\frac{1}{2}n\pi|$，当$n$为偶数时等于零。因此，（理论上）50%占空比的脉冲没有偶次谐波。数字时钟信号接近于50%占空比。然而，为了不出现偶次谐波，占空比必须准确达到50%。事实上，偶次谐波从不可能完全被消除，因为占空比不可能准确设置为50%。但是，占空比越接近50%，偶次谐波就越比奇次谐波小。对于占空比的微小变化，奇次谐波电平十分稳定。这举例说明了占空比从精确的50%有轻微变化时会导致偶次谐波的电平有很大变化，在实际情况下，电平的变化也是很显著的。这指出了要重现同一个产品的辐射发射在不同测量中的测量值具有潜在的严重困难。如果系统中时钟的偶次谐波发生了频偏，那么同一产品（相同的没有变化的）在某一天所测得的在那个频率上的辐射发射电平与在接下来另一天所测得的值极有可能会有极大的不同。这种变化就是由上述现象所导致的。

复习题3.1 求5V、100MHz、50%占空比、上升/下降时间为1s的梯形波的前7次谐波的幅度（dBμV），并求出直流分量。

答案： $c_0=127.96\,\text{dB}\mu\text{V}$, $c_1^+=129.9\,\text{dB}\mu\text{V}$, $c_2^+=0$, $c_3^+=119.19\,\text{dB}\mu\text{V}$, $c_4^+=0$, $c_5^+=112.16\,\text{dB}\mu\text{V}$, $c_6^+=0$, $c_7^+=104.47\,\text{dB}\mu\text{V}$。

3.2.2 梯形波的频谱边界

虽然式（3.48）中的结果给出了单边谱的展开系数，但还需要从这些等式中提取比表面上的东西更直观的信息。为了做到这一点，可以对幅度谱设置边界。虽然，这是谱分量中的上边界（最坏的情况），并且是近似的，但是它们对于理解上升时间、下降时间和脉冲宽度对于波形频谱的影响很有好处。

讨论开始时，先回忆式（3.24）针对方波给出的结果。方波其实就是一个有着零上升/下降时间的梯形脉冲串。展开系数的幅度用$(\sin x)/x$的形式来表达。虽然谱分量仅存在于频率$f=n/T(n=0,1,2,\cdots)$上，但是这些谱分量的包络具有$(\sin\pi\tau f)/\pi\tau f$的形式[3]，如图3-5b所示。包络在$f=m/\tau\ (m=1,2,3\cdots)$时出现零值，包络的边界可以按照以下方法来设置：回忆$\sin x$当自变量很小时的表达式，在x足够小时$\sin x\cong x$，因此有：

$$\left|\frac{\sin x}{x}\right|\leqslant\begin{cases}1 & (x\text{ 很小})\\ \dfrac{1}{|x|} & (x\text{ 很大})\end{cases}$$

这可以画成如图3-18所示的两条渐近线。第一条渐近线为单位值，其对数或伯德曲线的斜率为0dB/10倍频[1]。第二条渐近线随着x以-20dB/10倍频的斜率线性减小。两条渐近线在$x=1$处相交。在式（3.24）中关于方波的展开系数$x=\pi\tau f$，其中，$f=n/T$。因此，对于方波来说，第一条渐近线在频率低于$f=1/\pi\tau$时，斜率为0dB/倍频，高于这个频率时斜率则为-20dB/10倍频。 122

1. 上升/下降时间对谱分量的影响

现在准备将上述概念推广到梯形脉冲串。为了再一次利用这些结果，必须假设上升和下降时间是相等的，$\tau_r=\tau_f$。这样展开系数可以用式（3.48）给出的两项$(\sin x)/x$的乘积来表示。通过代入$f=n/T$，可将离散谱用连续的包络来代替，得：

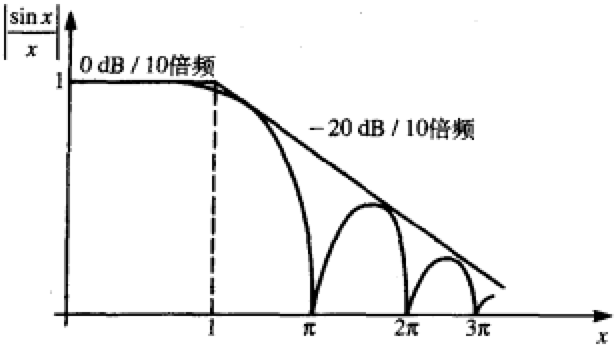


图3-18 函数 $\frac{\sin x}{x}$ 的边界

$$包络 = 2A\frac{\tau}{T}\left|\frac{\sin(\pi\tau f)}{\pi\tau f}\right|\left|\frac{\sin(\pi\tau_r f)}{\pi\tau_r f}\right| \tag{3.49}$$

记得直流项或电平是$A\tau/T$。为了得到这个频谱的边界，对式（3.49）作对数运算得：

123

$$20\log_{10}(包络) = 20\log_{10}\left(2A\frac{\tau}{T}\right) + 20\log_{10}\left|\frac{\sin(\pi\tau f)}{\pi\tau f}\right| + 20\log_{10}\left|\frac{\sin(\pi\tau_r f)}{\pi\tau_r f}\right| \tag{3.50}$$

这表示合成曲线应是以下三条曲线之和：

$$曲线\ 1 = 20\log_{10}\left(2A\frac{\tau}{T}\right) \tag{3.51a}$$

$$曲线\ 2 = 20\log_{10}\left|\frac{\sin(\pi\tau f)}{\pi\tau f}\right| \tag{3.51b}$$

$$曲线\ 3 = 20\log_{10}\left|\frac{\sin(\pi\tau_r f)}{\pi\tau_r f}\right| \tag{3.51c}$$

曲线1的斜率为0dB/10倍频，电平为$2A\tau/T=2A\tau f_0$。曲线2有两条渐近线。第一条渐近线就如所讨论的斜率为0dB/10倍频并具有单位电平（0dB）。第二条渐近线的斜率是−20dB/10倍频。两条渐近线相交于$f=1/\pi\tau$。曲线3也由两条渐近线组成，一条具有0dB/10倍频的斜率和单位电平（0dB），另一条具有−20dB/10倍频的斜率。第三个图中的渐近线相交于$f=1/\pi\tau_r$，合成渐近线是这两条渐近线之和，如图3-19所示。因此，合

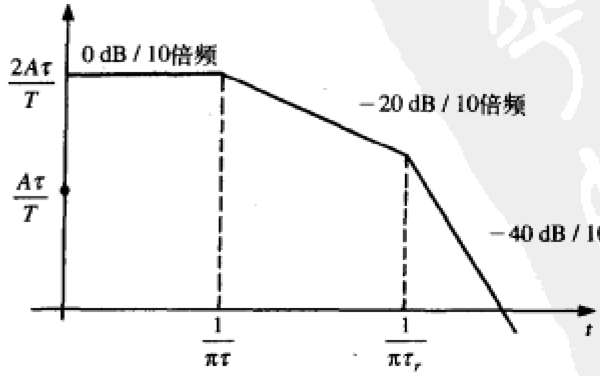


图3-19 梯形脉冲串的单边谱边界

成渐近线包含三条直线段。第一条属于曲线1具有－0dB/10倍频的斜率，起始电平为$2A\tau/T$，第二条线段具有－20dB/10倍频的斜率属于曲线2。第三条线段具有斜率－40dB/10倍频，为曲线2和曲线3之和。很明显，脉冲宽度必须大于等于脉冲上升/下降时间：即$\tau \geqslant \tau_r$。因此，谱边界上的第一个断点将和曲线2有关，曲线2的断点和脉冲宽度$1/\pi\tau_r$有关。第二个断点取决于曲线3，它的断点和上升/下降时间有关，为$1/\pi\tau_r$。 124

从这些谱边界可以清楚地看到梯形脉冲串的高频谱分量主要取决于脉冲的上升/下降时间。上升/下降时间较短的脉冲比上升/下降时间较长的脉冲具有更多的高频谱分量。因此，为了减少高频谱分量以降低产品的辐射，就要增加时钟或数据信号脉冲的上升/下降时间。"快"的上升/下降时间对信号的高频谱分量起着主要作用，因此，它是产品不符合政府对辐射和传导发射所规定的要求的原因，也是产品能导致干扰的重要原因（产品潜在的干扰与它是否满足规定的要求没有必然的联系。也就是说，符合政府发射要求的产品也可能造成干扰）。图3-20给出了上升/下降时间为20ns且占空比分别为50%、30%和10%的1MHz梯形波的精确频谱，并画出了相应的边界。

图3-21给出上述波形测量得到的频谱。图3-21a所示为时域波形和相关频谱（用将要讨论的频谱分析仪测量所得），该频谱对应的是1V，10MHz且占空比为50%，上升/下降时间为20ns的梯形波。图3-21b所示为同样的、但上升/下降时间减小到了5ns的时域波形和频谱。可注意到高频谱分量大大增加了。频率范围从本质上的直流一直到500MHz，中心频率为250MHz。所有的频谱幅度设置都一样。上升/下降时间为20ns的脉冲串的频谱在250MHz以上的谱分量很少，而上升/下降时间为5ns的脉冲串的频谱一直到500MHz都有很显著的谱分量。特别是，第11次谐波（110MHz）从68.0dBμV增加到了86.1dBμV，增加了18dB。这很好地说明了使用上升/下降时间尽可能长的脉冲的重要性。

为了举例说明脉冲上升/下降时间和其他时域参数对波形谱分量的影响，必须能够在对数—对数或伯德曲线上进行内插。考虑图3-22a所示的对数—对数曲线。斜率为MdB/10倍频，直线方程为：

$$\log_{10} Y_2 - \log_{10} Y_1 = M(\log_{10} f_2 - \log_{10} f_1) \tag{3.52a}$$

或

$$\log_{10} Y_2 = \log_{10} Y_1 + M \log_{10}\left(\frac{f_2}{f_1}\right) \tag{3.52b}$$ 125

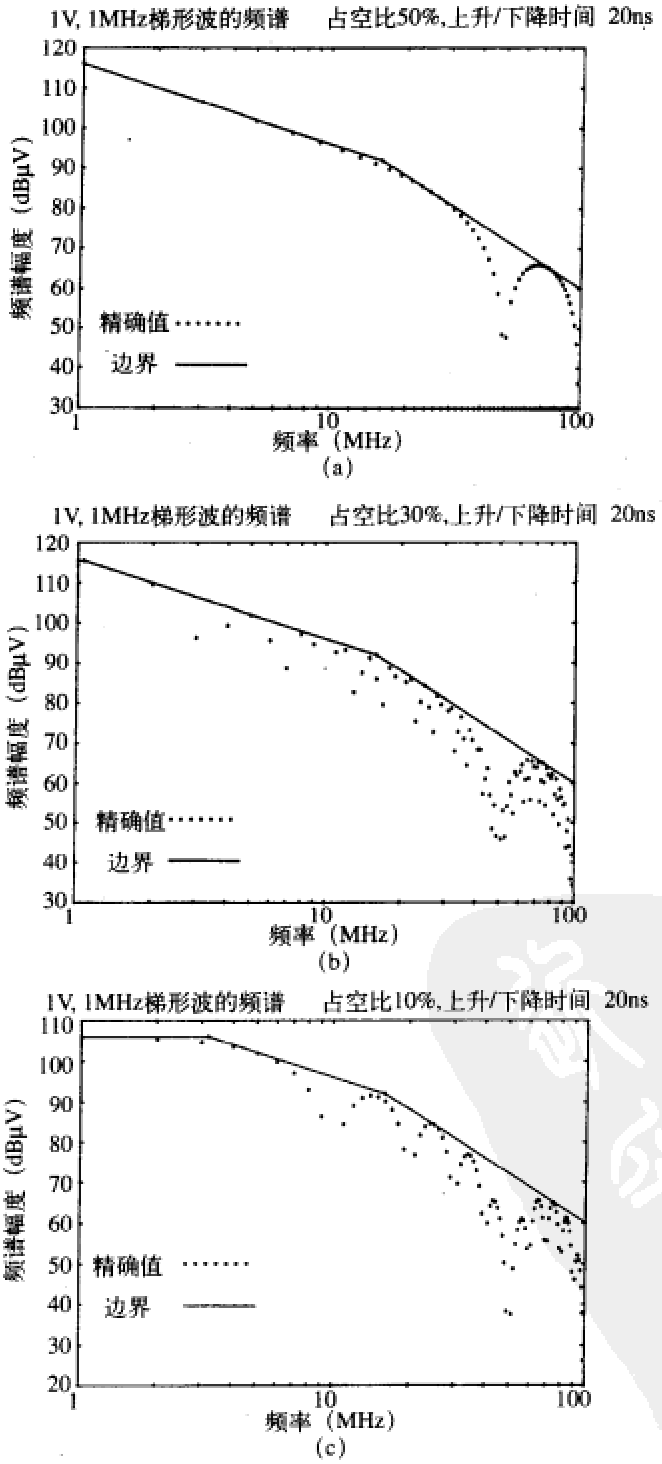
这个简单而又重要的结果使人们能估计更高频率的断点。考虑如图3-22b所示的梯形波频谱边界，断点发生在f_1和f_3，它可被用来确定频率f_2和f_4上的直流电平减少的dB数。各种减小量为：

$$\Delta_1 = -20\log_{10}\left(\frac{f_2}{f_1}\right) \tag{3.53a}$$

$$\Delta_2 = -20\log_{10}\left(\frac{f_3}{f_1}\right) \tag{3.53b}$$

$$\Delta_3 = -40\log_{10}\left(\frac{f_4}{f_3}\right) \tag{3.53c}$$

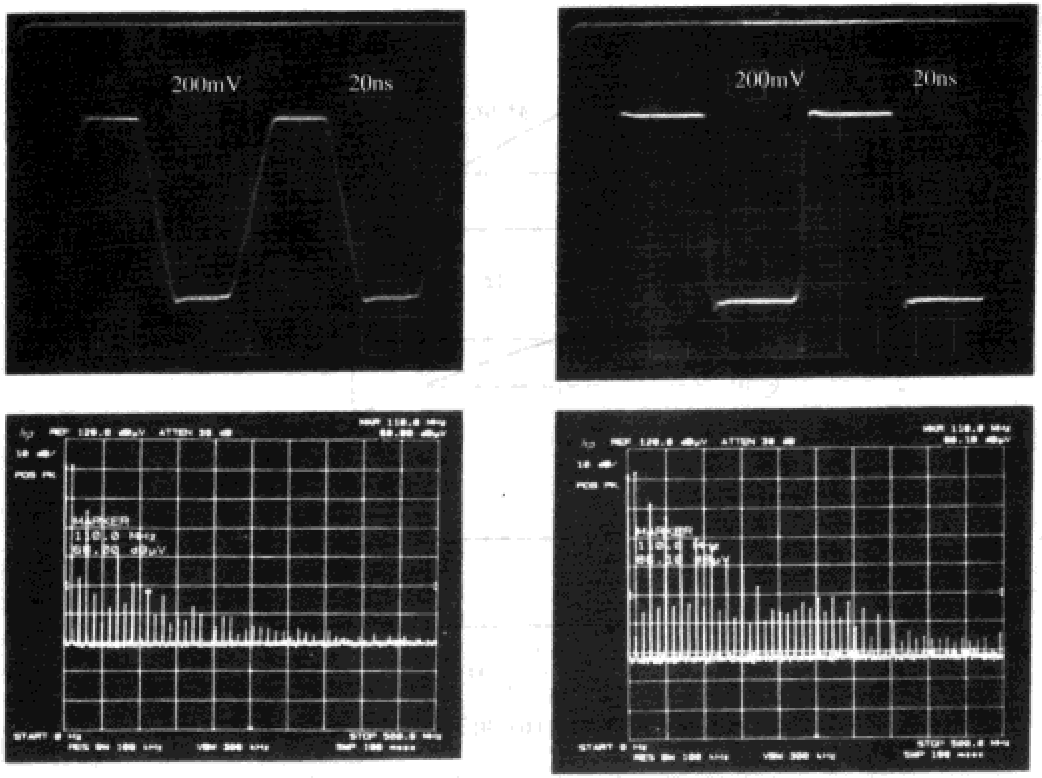
因此，各种电平为：



(a) 50%占空比；(b) 30%占空比；(c) 10%占空比

126

图3-20 具有20ns上升/下降时间的1V、1MHz梯形波在不同占空比时的谱边界



上升／下降时间＝20 ns　　　　上升／下降时间＝5 ns

(a)　　　　(b)

(a) 上升/下降时间为20ns；(b) 上升/下降时间为5ns

图3-21　1V、10MHz、50%占空比的梯形波脉冲串测量所得的频谱

$$K_2\,\text{dB} = K\,\text{dB} + \Delta_1 \tag{3.54a}$$

$$K_4\,\text{dB} = K\,\text{dB} + \Delta_2 + \Delta_3 \tag{3.54b}$$

例3.5　测量的1V、10MHz、50%占空比的梯形波的频谱如图3-21所示，分别求具有20ns上升/下降时间的梯形波和具有50ns上升/下降时间的梯形波在110MHz时的电平。此外，当基频降至1MHz时，求具有20ns上升/下降时间的梯形波在110MHz时的电平。 127

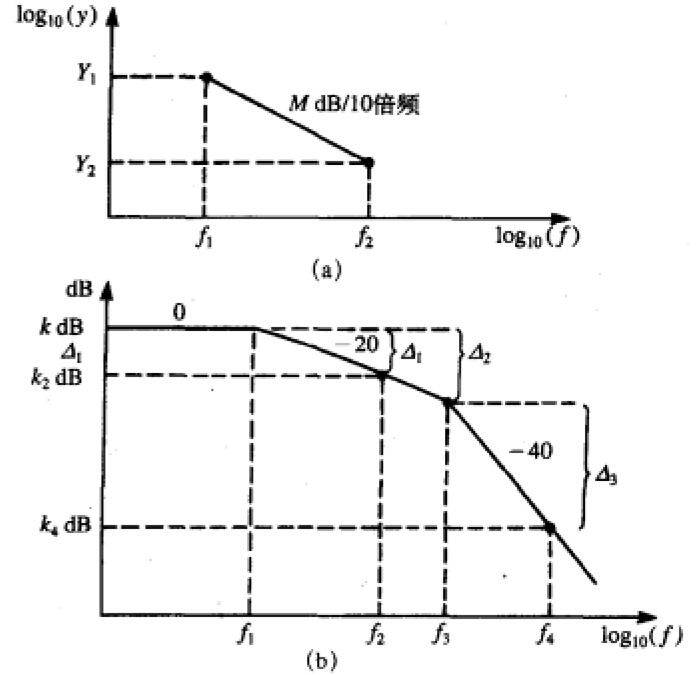
解：首先计算出两个断点频率，画出谱边界。第一个断点频率是$1/p\tau$，而脉冲宽度τ和占空比以及基频之间的关系为：

$$D = \frac{\tau}{T} \qquad f_0 = \frac{1}{T}$$

128

因此，第一个断点出现在$1/\pi\tau = f_0/\pi D$处。对于所有的三个波形，$D = 1/2$。对于10MHz波形，第一个断点为6.37MHz，第二个断点为$1/p\tau_r$，仅依赖于上升时间。对于20ns的上升时间，第二个断点为15.9MHz；对于5ns的上升时间，第二个断点为63.66MHz，如图3-23所示。 129

现在通过内插法可以计算出上升/下降时间为20ns的脉冲在110MHz时的电平为：



（a）线段的一般特性；（b）用于梯形脉冲串的谱边界

图3-22 在对数－对数（伯德）曲线上的内插

$$
\begin{aligned}
\text{电平}_{110\text{MHz}} &= 20\log_{10}(10^6\ \mu\text{V}) - 20\log_{10}\left(\frac{15.9\ \text{MHz}}{6.37\ \text{MHz}}\right) - 40\log_{10}\left(\frac{110\ \text{MHz}}{15.9\ \text{MHz}}\right)\\
&= 120\ \text{dB}\mu\text{V} - 7.95\ \text{dB} - 33.6\ \text{dB}\\
&= 78.45
\end{aligned}
$$

上升/下降时间为5ns的脉冲在110MHz时的电平为：

$$
\begin{aligned}
\text{电平}_{110\text{MHz}} &= 20\log_{10}(10^6\ \mu\text{V}) - 20\log_{10}\left(\frac{63.7\ \text{MHz}}{6.37\ \text{MHz}}\right) - 40\log_{10}\left(\frac{110\ \text{MHz}}{63.7\ \text{MHz}}\right)\\
&= 120\ \text{dB}\mu\text{V} - 20\ \text{dB} - 9.49\ \text{dB}\\
&= 90.5
\end{aligned}
$$

130

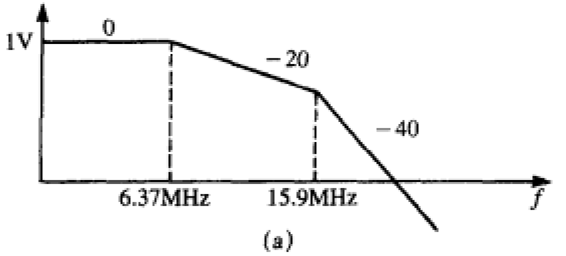
其增加了12dB。利用式（3.48b）计算得到的精确值是73.8dBμV（$\tau_r=\tau_f=20\text{ns}$）和90.4dBμV（$\tau_r=\tau_f=5\text{ns}$），和谱边界相当接近。图3-21所示的测量值和这些值也非常接近。例如，第11次谐波（110MHz）的测量值在$\tau_r=\tau_f=20\text{ns}$时为68.0dBμV，比精确值73.8dBμV低6dB。由于频谱分析仪测量的是均方根电平，计算值73.8dBμV的均方根值应是70.8dBμVRMS（从峰值减去3.01dB得到均方根值），它在测量值的2dB范围之内。类似地，第11次谐波（110MHz）的测量值在$\tau_r=\tau_f=5\text{ns}$时为86.1dBμV，比精确值90.4dBμV低4dB。再一次，由于频谱分析仪测量的是均方根电平，计算值90.4dBμV的均方根值应为83.4dBμVRMS，在测量值的1dB范围之内。

131

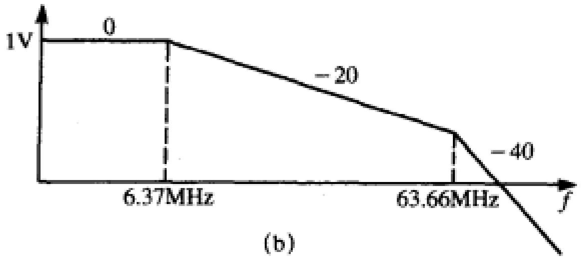
如图3-23c所示为将脉冲的重复率从10MHz降低到1MHz的影响（上升/下降时间为20ns，占空比保持50%）。110MHz时的电平为：

$$\text{电平}_{110\text{MHz}} = 20\log_{10}(10^6\,\mu\text{V}) - 20\log_{10}\left(\frac{15.9\,\text{MHz}}{637\,\text{KHz}}\right) - 40\log_{10}\left(\frac{110\,\text{MHz}}{15.9\,\text{MHz}}\right)$$
$$= 120\,\text{dB}\mu\text{V} - 28\,\text{dB} - 33.6\,\text{dB}$$
$$= 58.4$$

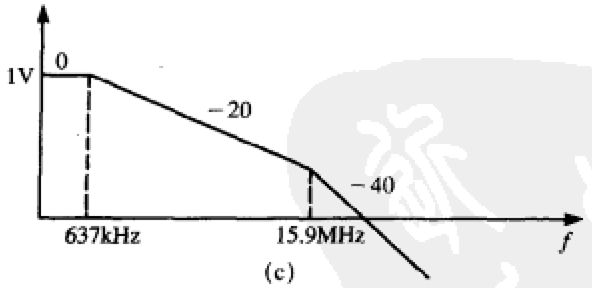
这比10MHz、20ns的脉冲串低了78dB－58dB＝20dB。因此，降低基频也可以减少高频谱分量。一开始并没有改变所设计的基频（时钟）的选择。



(a)



(b)



(c)

(a) 10MHz, $\tau_r = \tau_f = 20$ns；(b) 10MHz, $\tau_r = \tau_f = 5$ns；(c) 1MHz, $\tau_r = \tau_f = 20$ns

图3-23 上升/下降时间和重复率对1V、50%占空比的梯形脉冲串的频谱的影响

复习题3.2 （a）利用式（3.48）的精确解；（b）利用内插法，求5V、100MHz、50%占空比、上升/下降时间为1ns的梯形波的第15次谐波的电平。

答案：(a) 93.07dBμV，(b) 93.07dBμV。

2. 数字信号波形的带宽

从傅里叶级数可以清楚地发现，为了从波形的频域分量完全重现其时域波形，必须求无穷次谐波之和。显然，这是不现实的。如果不断地对频谱中的谐波分量求和，便会使所得到的时域波形非常接近实际的完整波形。（在波形的不连续点，如方波的上升和

下降边沿会产生吉布斯现象。理想方波具有零上升/下降时间，连续不断地相加谐波也不会导致波形在那些突变点上收敛于理想方波)。一个重要的问题是，为了重现以某种方式合理地逼近实际波形的时域波形，需要对多少次谐波进行求和？傅里叶级数的一个基本性质，即按式（3.12）计算系数的方式要使得实际波形与利用前N项系数来近似的波形之间的误差平方和（ISE）最小。误差平方和为：

$$\text{ISE} = \int_{t_1}^{t_1+T} [x(t) - \tilde{x}(t)]^2 \, dt$$

其中，有限的N项展开式由下式表示：

132

$$\tilde{x}(t) = \sum_{n=-N}^{N} c_n \phi_n(t)$$

展开系数选择正交函数，因为正交基函数具有一个重要性质，即当截短展开式时，也即利用有限的展开项或频谱分量时，可以使近似误差最小。ISE反映在个别时刻t_i［也就是：$x(t_i) > \tilde{x}(t_i)$］上的“正误差”与“负误差”（也就是：$\tilde{x}(t_i) > x(t_i)$）具有同样不好的影响。但就个别点而言，这实际上并没有给出一种衡量这种近似值与实际函数接近程度的尺度；也就是说，只要做到了几乎在每个时刻都很接近，而只在几个点具有特别大的误差时，就可以认为ISE是“良好的”。也许，人们所能做的最好的事情就是将谐波累加到某一个点后截短，然后再看重现的函数波形与实际波形的匹配程度。

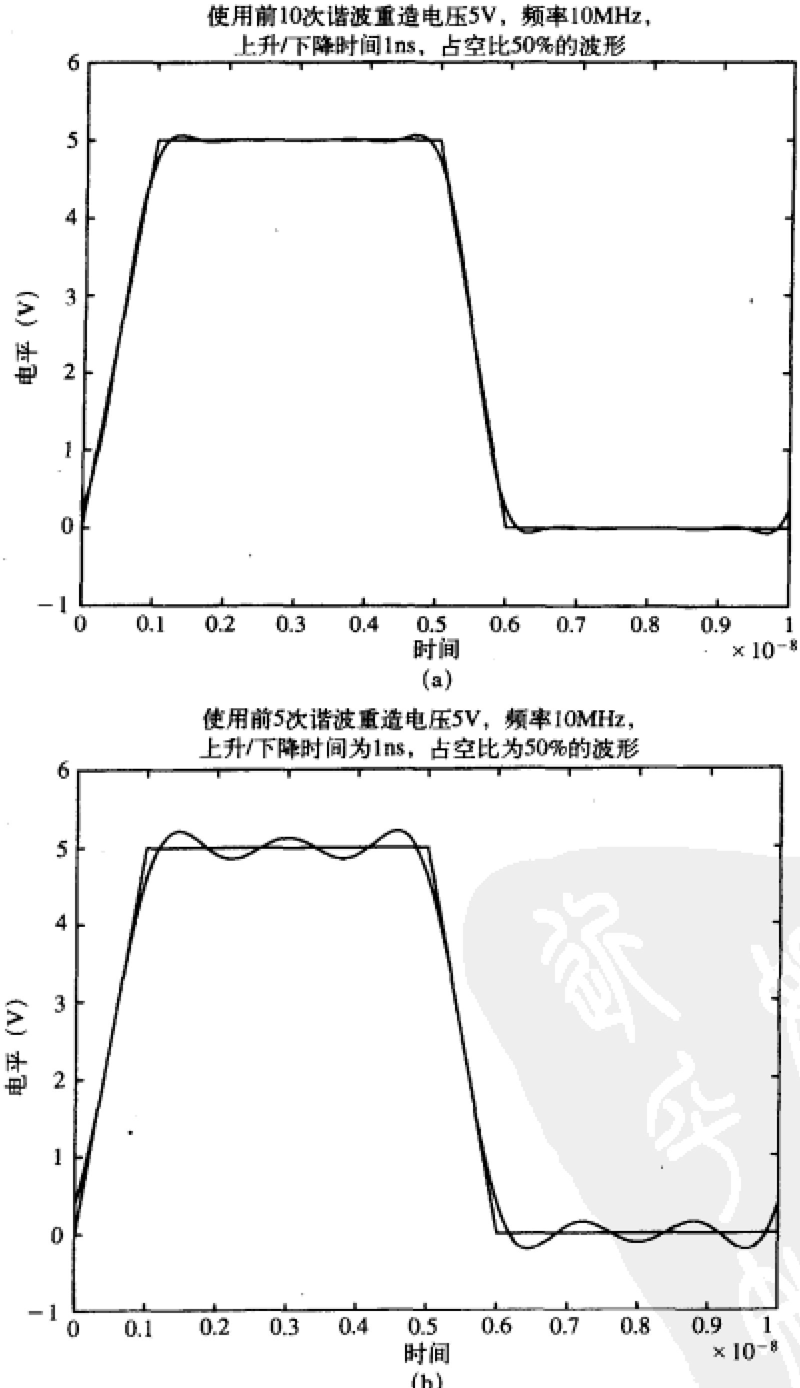
从图3-19所示的数字信号（梯形的）波形的频谱边界来看，可以看到高于第二个断点$1/\pi\tau_r$时，谐波以-40dB/10倍数的速率跌落。因此，如果将频谱分量移至这个点以上，时域波形与实际波形相比可能就不会“完全失真”。谨慎起见，可以选择一个点，比如说，3倍于第二个断点，即$3/\pi\tau_r$。但这只是近似为$1/\tau_r$。因此，可以选择其作为该数字时钟信号的“带宽”：

$$\text{BW} = \frac{1}{\tau_r} \tag{3.55}$$

例如，一个具有上升/下降时间为1ns的信号，依据该准则，其带宽为1GHz。另外，也可以选择另一个准则，以$0.5/\tau_r$作为带宽。（参见第1章的参考文献［14］）该准则并不意味着一个严格的准则，而仅作为一种指南用以评估需要有多少频谱才能“精确”重现时域波形。有趣的是，从式（3.48）可以发现在实际频谱中的第一零点出现在$f = 1/\tau_r$处（在第二项$\sin x/x$中，用$n\pi\tau_r/T$替代$\pi f\tau_r$）。

为了研究这一问题，在图3-24a中，对一个具有1ns的上升/下降时间、100MHz频率、50%占空比、5V的梯形（时钟）波形与仅利用最高频率为$1/\tau_r$的频谱所重现的梯形波进行比较。结果很具代表性，其频谱中的低频分量会影响脉冲电平，而高频分量会影响边沿的尖锐程度。为了使尖锐边沿下降，影响了脉冲区域的表示。消除高频分量就如同使波形通过低通滤波器一样；跳变处尖锐的顶点会变得平滑。采用式（3.55）给出的带宽准则，可得带宽为BW＝1/ns＝1GHz。如果丢掉该带宽以外的所有谐波，将低于10次的谐波累加，如100MHz、200MHz、……100MHz等，以重现波形，那么将得到如图3-24a所示的结果。可以发现，该截短的级数相当逼近实际波形。偏差出现在上升/下降时间导致的微小上冲或下冲处。图3-24b所示为利用BW＝0.5/1ns＝500MHz的带宽，即仅对其前5次谐波进行累加而重现的波形。显然，依据该准则不能像依据式（3.55）中

的准则那样，使波形很好地再现。



(a) 使用前10次谐波；(b) 使用前5次谐波

图3-24 电压为5V、频率为100MHz、上升/下降时间为1ns、占空比为50%的梯形脉冲串的波形重现

假设一波形，占空比为50%，$\tau_r=\tau_f$，则计算其平均功率很有意义：

134

$$P_{av}=\frac{1}{T}\int_0^T x^2(t)\,\mathrm{d}t = V^2\left[\frac{1}{2}-\frac{1}{3}\frac{\tau_r}{T}\right] \tag{3.56}$$

代入$V=5\mathrm{V}$、$\tau_r=1\mathrm{ns}$、$T=10\mathrm{ns}$，得波形的总平均功率为11.667W。前10次谐波的傅里叶系数由式（3.48b）得：

系数	电平（V）	系数	电平（V）
c_0	2.5	c_5^+	0.4053
c_1^+	3.131	c_7^+	0.1673
c_3^+	0.9108	c_9^+	0.03865

由于占空比为50%，所以偶次谐波为零。截短级数的平均功率是其正弦分量的平均功率之和：

135

$$P_{av}=c_0^2+\tfrac{1}{2}c_1^{+2}+\tfrac{1}{2}c_3^{+2}+\tfrac{1}{2}c_5^{+2}+\tfrac{1}{2}c_7^{+2}+\tfrac{1}{2}c_9^{+2}=11.663$$

因此，截短级数的平均功率为该周期波形总平均功率的99.97%。依照带宽的另一个准则，$\mathrm{BW}=0.5/\tau_r$，由5次谐波相加构成的截短级数的平均功率为11.648W或为总功率的99.84%。在两种情况下，截短级数实际上包括了完整波形的所有平均功率，因此，可以看到截短级数的平均功率不是一个令人满意的用于判断其重现波形的能力以及带宽的准则。实际上，对于该波形，其总平均功率的96%都包含在其直流项和一次谐波中。

复习题3.3　已知一个具有相等的上升和下降时间的梯形波，求频谱边界在$f=1/\tau_r$处的电平比第二个断点$1/\pi\tau_r$处的电平下降了多少？

答案：19.89dB。

3. 重复率和占空比的影响

脉冲串重复率的变化的一个作用是改变离散的谐波之间的间距。注意，谱边界的直流或起始电平是$20\log_{10}(2A\tau/T)=20\log(2AD)$，其中

$$D=\frac{\tau}{T} \tag{3.57}$$

为占空比。以占空比D的形式给出式（3.48b）中的梯形波的单边谱，得：

$$|c_n^+|=2AD\left|\frac{\sin(n\pi D)}{n\pi D}\right|\left|\frac{\sin(n\pi\tau_r f_0)}{n\pi\tau_r f_0}\right| \quad (n\neq 0)$$
$$c_0=AD \tag{3.58}$$

其中，$f_0=1/T$是波形的基频。通常当波的频率降低（周期增大）时，脉冲宽度相应地增加以保持同样的占空比，如50%。因此，降低脉冲串的频率（增加周期T）通常并不影响到起始电平。然而，如果波的频率降低而占空比保持不变，那么脉冲宽度将增加。结果，谱边界的第一个断点$1/\pi\tau$，向低频处移动，以至于在0dB/10倍频区域内的谱分量变成了以-20dB/10倍频下降的曲线。

136

图3-25举例说明了脉冲串占空比D对谱边界的影响。谱边界上的第一个断点$1/\pi\tau$，可以用占空比$D=\tau/T$和波形基频$f_0=1/T$来表示：$1/\pi\tau=f_0/\pi D$。回想一下，0dB/10倍频线段的起始电平是$2AD$。因此，如果减少脉冲宽度（减少占空比），将降低起始电平并且将第一个断点移动到如图3-25所示的频率处，其中$D_1>D_2$。很容易发现，对于较小的

占空比D_2，第一个断点将位于较大占空比D_1的-20dB/10倍频的线段上，正如图3-25中所示的那样。因此，减小占空比（脉冲宽度）可以降低波形的低频谱分量，但不影响其高频分量。见图3-20中的计算结果。

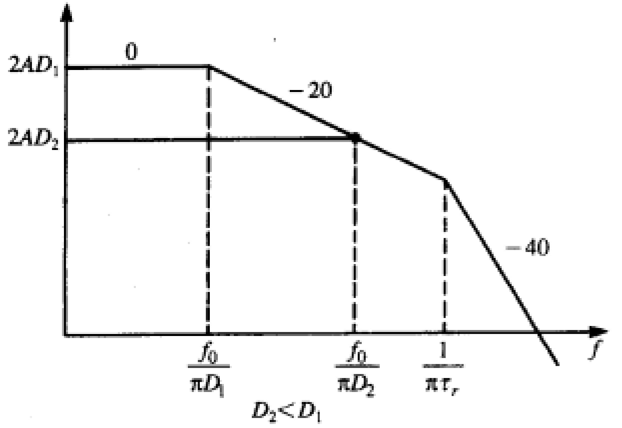


图3-25 占空比对梯形脉冲串谱边界的影响

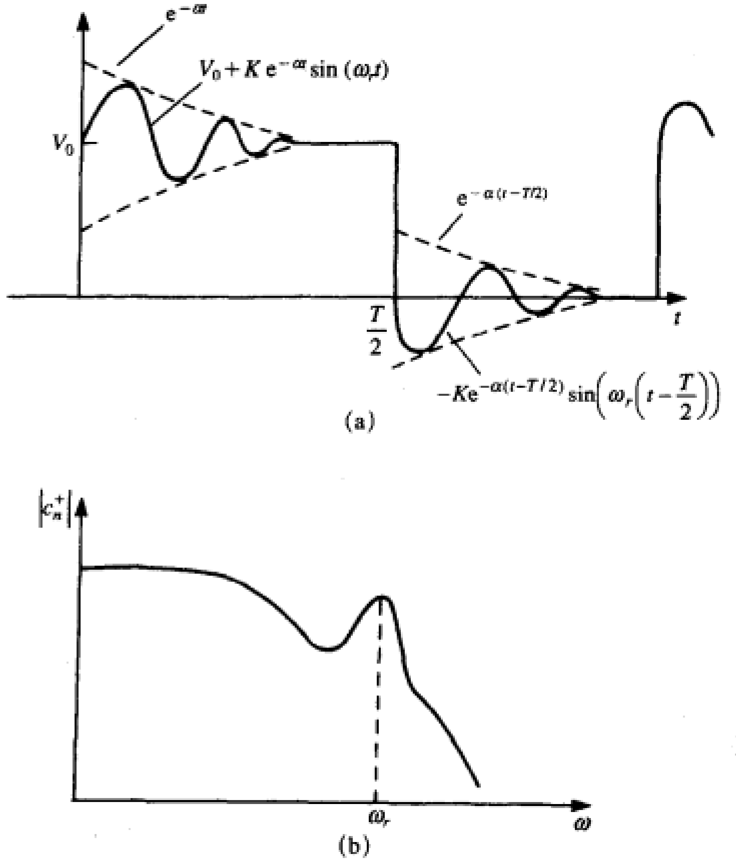
4. 振铃效应（下冲/过冲）

数字系统中PCB上连接盘中的寄生电感和电容会导致被称作振铃的现象，如图3-26a所示的方波。当信号电平从一个逻辑电平转变到另一个电平时，信号电平就会在所需的电平上发生振荡。损耗可以减弱这种振铃现象，这种类型的波形可以从数学上以$Ke^{-\alpha t}\sin(\omega_r t)$的函数形式来描述，其中，$\alpha$是衰减系数，$f_r=\omega_r/2\pi$是振铃频率。经常地用一个离散电阻器串联在驱动门的输出上来衰减振铃现象并提供一种平滑的转换。有关这方面的应用见参考文献[1]和4.4.2节。 [137]

本节的目的是研究这种振铃现象对波形频谱的影响。将会发现这种振铃现象会加强原始波形频谱的某个区域。出于这个原因以及它对于系统的不良影响要求通过串联电阻或使用铁氧体磁珠或匹配传输线来抑制振铃现象。

如果认识到如图3-26a所示的波形是三个周期信号的波形之和：一个方波，一个衰减的正弦波$ke^{-\alpha t}\sin(\omega_r t)$和在$t$轴上向前平移了$1/2T$的延迟衰减正弦波，那么求解该波形的频谱就会变得简单。利用叠加法，合成波形的展开系数是上述3个波形的展开系数的总和： [138]

$$\begin{aligned}
c_n &= c_{n\ \text{square wave}} + \frac{1}{T}\int_0^{T/2} Ke^{-\alpha t}\sin(\omega_r t)e^{-jn\omega_0 t}\,dt - e^{-jn\omega_0 T/2}\left[\frac{1}{T}\int_0^{T/2} Ke^{-\alpha t}\sin(\omega_r t)e^{-jn\omega_0 t}\,dt\right] \\
&= c_{n\ \text{square wave}} + (1-e^{-jn\omega_0 T/2})\frac{1}{T}\int_0^{T/2} Ke^{-\alpha t}\sin(\omega_r t)e^{-jn\omega_0}\,dt \\
&= \frac{V_0}{2}\frac{\sin\left(\frac{1}{4}n\omega_0 T\right)}{\frac{1}{4}n\omega_0 T}e^{-jn\omega_0 T/4} + \frac{K}{2}\frac{\sin\left(\frac{1}{4}n\omega_0 T\right)}{\frac{1}{4}n\omega_0 T}e^{-jn\omega_0 T/4}\frac{p\omega_r}{p^2+2\alpha p+\alpha^2+\omega_r^2} \\
&= \underbrace{\frac{V_0}{2}\frac{\sin\left(\frac{1}{4}n\omega_0 T\right)}{\frac{1}{4}n\omega_0 T}e^{-jn\omega_0 T/4}}_{c_{n\ \text{square wave}}}\frac{p^2+(2\alpha+(K/V_0)\omega_r)p+\alpha^2+\omega_r^2}{p^2+2\alpha p+\alpha^2+\omega_r^2}
\end{aligned} \tag{3.59}$$



(a) 时域波形；(b) 频谱

图3-26　振铃现象举例（下冲/过冲）

其中，表达式中的$p=jn\omega_0$。为了简化结果，假设占空比为50%以及$e^{-\alpha T/2}<<1$。后一个结果表明展开系数是没有下冲/过冲的方波的展开系数和一个类似波形的展开系数之和。该类似波形乘以中心角频率为$\omega=\sqrt{\alpha^2+\omega_r^2}\cong\omega_r$的带通滤波器的传输函数。结果，具有下冲/过冲现象的方波的频谱在振铃频率ω_r处的分量增加了，如图3-26b所示。由此可见，下冲/过冲现象具有在振铃频率处增大发射的作用。通常，会在辐射发射图中看到一个好像为合理的发射增强了的窄带区域。对此一个可能的解释就是在数字波形上存在着下冲/过冲现象。因此，应设法消除它——不是出于功能上的原因，而是出于专门的EMC考虑。

复习题3.4　求如图3-26b所示的$K=0.5V$、$f_r=30MHz$、$\alpha=10\times10^6$的振铃波形的频谱比1MHz、$V_0=5V$、50%占空比的方波的频谱增加的dB数。

139

答案：5.76dB。

3.2.3　利用谱边界计算线性系统输出信号的频谱边界

得到其他一些常见信号类型的谱边界是有可能的。即使是一个频率仅为基本重复率

n倍的周期信号，当这种信号输入线形系统时，以对数形式画出的平滑分段线段的使用在估算线性系统的输出频谱时具有很大的优势。本节举例说明了这一重点以及相关概念。

一个具有输入为$x(t)$，输出为$y(t)$，冲激响应为$h(t)$的线性系统的输出频谱为：

$$Y(jn\omega_0) = H(jn\omega_0)X(jn\omega_0) \tag{3.60}$$

因此，输出的幅度谱和相位谱分别为：

$$|Y(jn\omega_0)| = |H(jn\omega_0)| \times |X(jn\omega_0)| \tag{3.61a}$$

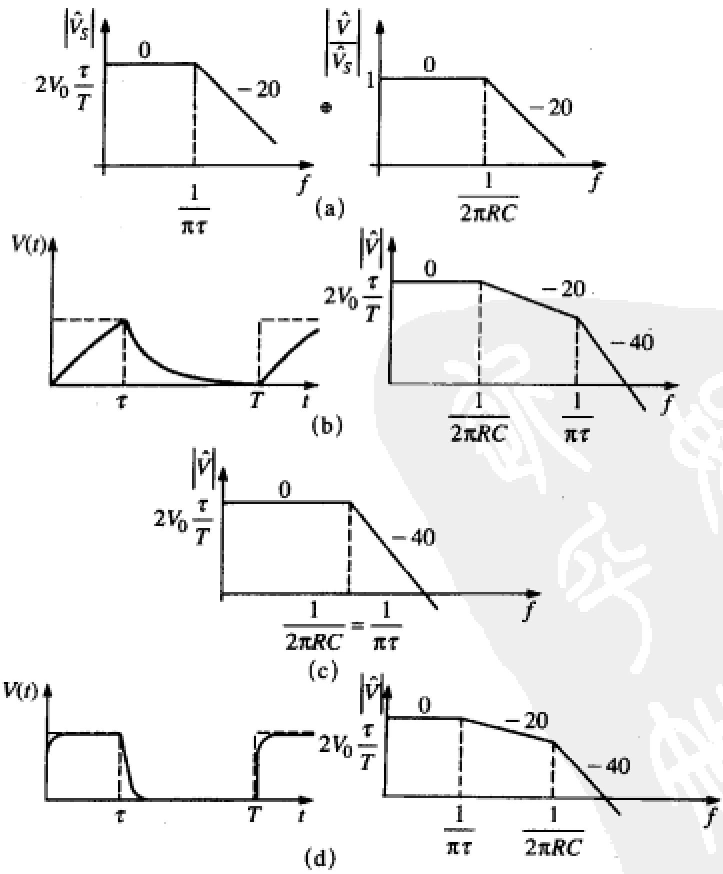
$$\underline{/Y(jn\omega_0)} = \underline{/H(jn\omega_0)} + \underline{/X(jn\omega_0)} \tag{3.61b}$$

等式（3.61a）表明输出幅度谱是输入和冲激响应（传输函数）幅度谱的乘积。在对数或伯德曲线上输出谱是输入和传输函数谱之和，因为

$$20\log_{10}|Y(jn\omega_0)| = 20\log_{10}|H(jn\omega_0)| + 20\log_{10}|X(jn\omega_0)| \tag{3.62}$$

所以，可以简单地将输入和传输函数的幅度谱相加[1]。 140

例如，考虑如图3-9a所示的电路。其输出幅度谱的边界是输入和传输函数幅度谱边界之和，如图3-27a所示。根据相关的断点$1/\pi\tau$和$1/2\pi RC$，对于图3-27（b~d）所示的输



(a) 输入和传输函数；(b) $RC > \frac{1}{2}\tau$；(c) $RC = \frac{1}{2}\tau$；(d) $RC < \frac{1}{2}\tau$

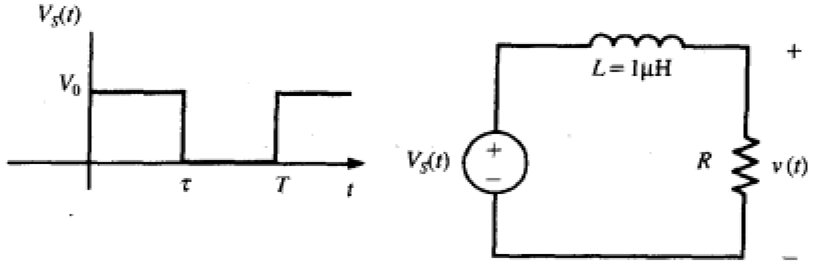
图3-27 利用具有方波输入的低通RC电路的谱分量和伯德曲线估算线性系统的信号处理

出幅度谱有三种可能性。根据这个结果，很明显，如果想较显著地减少输出的高频分量，就应选择比脉冲宽度大得多的时间常数：$RC>>\tau$。这符合人们的直觉，因为在脉冲关闭前，它意味着电容没有足够的时间充电到最终值。因此，表面上看输出像“锯齿形”波形而不是方波，结果高频谱分量减少了。另一方面，如果人们选择的时间常数远小于脉冲宽度（$R<<\tau$），那么仅高频分量消失了，如图3-27d所示。因此，输出波形将类似于输入波形，具有平滑的过渡。

复习题3.5　一个10MHz方波通过如图E3-5所示的低通滤波器。如果方波的占空比为50%，求使输出电压不发生显著失真的R值。

141

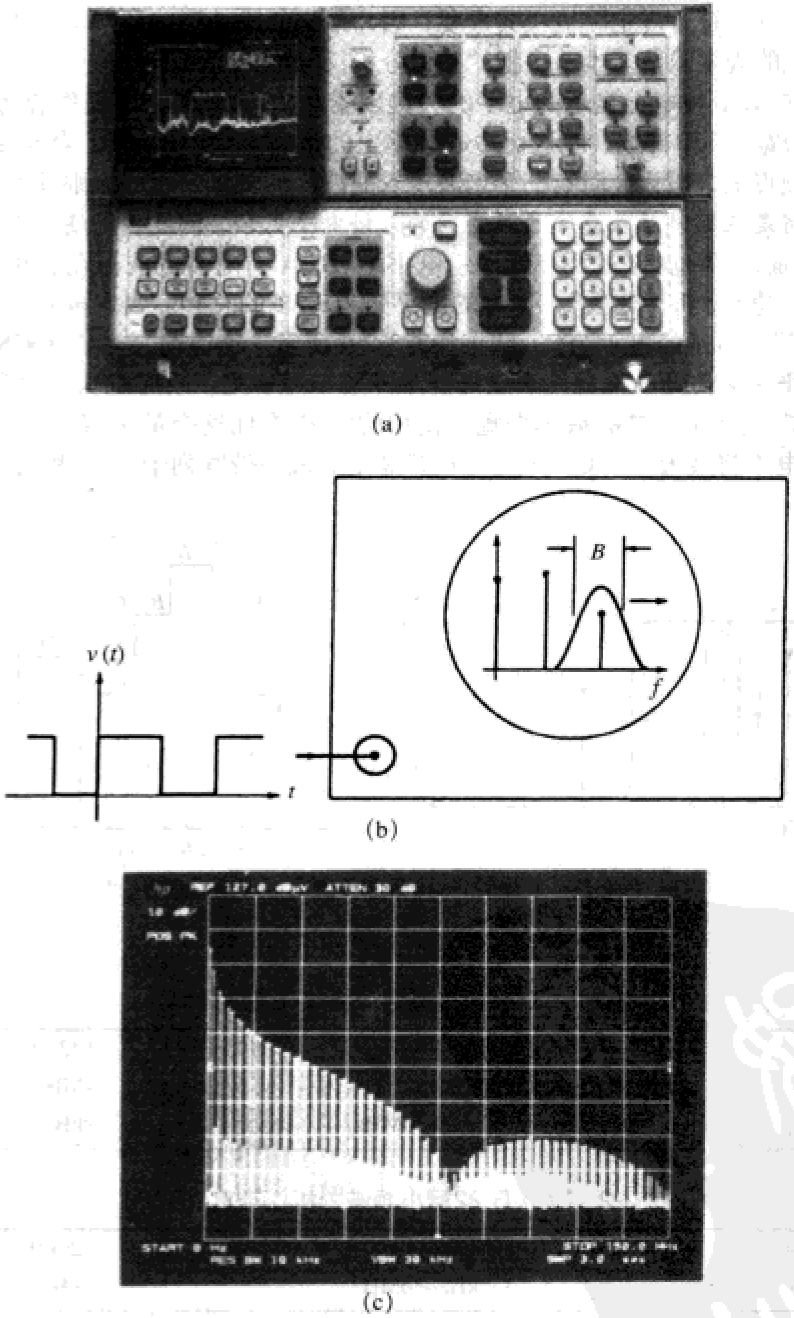
答案：$R>40\Omega$。



图E3-5　复习题3.5示图

3.3　频谱分析仪

频谱分析仪是显示周期信号幅度谱的设备。这些设备基本都是一个带有带通滤波器并能实时扫频的射频接收机。（频谱分析仪本质上是一台超外差接收机，其中有用信号和扫频式本地振荡器混频后变为较低的、固定的中间频率。然而，把设备简单地看作一个实时扫频的带通滤波器会对设备功能的理解更为容易。）典型的频谱分析仪的照片如图3-28a。图3-28b说明了一点，那就是中心频率被从开始频率到终止频率（由操作者选择）实时扫描的带通滤波器选择并显示输入信号的频谱，该输入信号位于仪器的扫描带宽中。图3-28c为一个1MHz、1V、50%占空比且上升/下降时间为12.5ns（在10%和90%点之间为10ns）的周期梯形波的频谱测量结果。注意偶次谐波的幅度远小于出现在“背景”中的奇次谐波的幅度。同时也可观察到包络为典型的$(\sin x)/x$曲线形式。扫频从直流到150MHz，且大约在80MHz时出现零值。这是合理的、可预见的，因为式（3.48）所给出的是单边谱的幅度。第一项$(\sin x)/x$，当$\pi\tau f=\pi$或$f=1/\tau=2$MHz时为零；第二项$(\sin x)/x$，当$\pi f\tau_r=\pi$时或$f=1/\tau_r=80$MHz时为零。如果具有的对频谱的较深的理解，就能较容易地解释这些看上去很奇怪的现象。从式（3.48）得到的精确解，可以计算出第15次谐波（15MHz）的电平为92dBμV，和测量结果87＋3＝90dBμV基本相吻合（因为频谱分析仪测得的是均方值，还需加上3dB）。



(a) 照片（经HP公司授权）；(b) 类似于带通滤波器的作用说明；
(c) 1V、1MHz、50%占空比、$\tau_r=\tau_f=12.5$ns的梯形脉冲串的频谱测量结果

图3-28 频谱分析仪

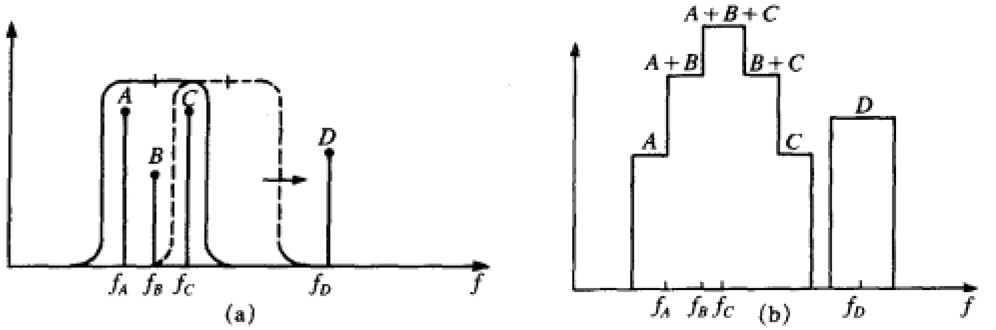
3.3.1 基本原理

现在需进一步了解扫频带通滤波器对频谱分析仪所显示的频谱的影响。这对于使传

142～143

导发射和辐射发射符合规定限值极其重要，因为最终的成功测试是指测量的电平是否超过该频率点上的规定限值。本节中把“频谱分析仪”称为SA。

影响SA在某个频率上显示的电平的关键因素是SA的带宽（由操作者选择），如图3-29所示。带宽是6dB带宽，响应比中心频率上的最高电平小了6dB。将SA的扫频“冻结”在某些频点上，假设此时有三个谐波落入滤波器的扫频带宽内，则带宽中心频率处显示的电平将是在那时落入滤波器带宽内的频谱电平之和。因此，即使在带宽中心频率f处没有谱分量，SA也将在频率f处显示电平$A+B+C$。随着滤波器在扫频过程中进一步向右移动，电平A将“离去”，显示的电平变为$B+C$的总和。当它再向右移动时，电平B将“离开”，显示的电平为C。结果如图3-29b所示。这说明，为了得到SA上显示的最低可能电平很重要的一点就是应该选择尽可能小的带宽。政府机构认识到了这一点，因此他们规定了用于测量的最小带宽（使用的SA带宽比这个最小带宽大是不合理的，因为测得的电平将较大）。FCC和CISPR 22规定的最小带宽列于表3-1和表3-2，这些都是6dB带宽。



144

（a）包含几个窄带信号的足够宽的带宽，（b）显示结果

图3-29　带宽对所测频谱的影响

表3-1　FCC最小频谱分析仪带宽（6dB）

辐射发射	30MHz~1GHz	120kHz
辐射发射	>1GHz	1MHz
传导发射	150kHz~30MHz	9kHz

表3-2　CISPR 22最小频谱分析仪带宽（6dB）

辐射发射	30MHz~1GHz	120kHz
传导发射	150kHz~30MHz	9kHz

SA在扫频过程中将落入设备带宽内的所有频谱电平都在滤波器中心频率点相加并显示总和的事实说明了以下要点：（1）人们应该尽量选择这样的时钟和数据重复率以使系统中任何信号的谐波都不比SA的测量带宽更接近。例如，假设产品中有两个时钟振荡器，两者均选择为10MHz。（2）每个时钟信号都可能从系统的不同部分进行辐射以至于测量天线所接收到的信号是所有这些发射信号的总和。假设天线接收到的电平来自产品两个不同点的辐射，并且强度相等。那么，在10MHz、20MHz、30MHz……时显

示的信号将比一个信号时的辐射大6dB。为了减小这种影响，假设我们有一个异步通信信道，不需要相同频率的时钟。如果选择一个时钟频率为10 MHz，另一个为15MHz，问题仍将存在，虽然它不像相同时钟频率时那么严重。在10MHz、15MHz、20MHz、30MHz……时将产生辐射，每种辐射都来自系统的不同点，它们被大于所要求的SA的最小带宽（120kHz）所分隔。在作进一步的检查后，人们发现10MHz振荡器的9次谐波，90MHz和15MHz振荡器的6次谐波，也是90MHz，将叠加导致最大有6dB的电平增加，假设它们没有带内叠加。

145

即使落入SA带宽内的两个谐波的幅度电平不是完全相同，也可能导致测量电平的显著增加。表3-3举例说明即使两个电平有很大区别，也可能使测量值有很大的增加。这是因为SA将绝对电平相加且将总和转换为dB。表3-3假设两个信号同相时得到的，因此为总和的上限。首先将信号幅度转换为绝对电平后相加，然后把结果转换成dB值。这代表了SA是在其带宽内将信号相加的实际方法。注意，即使两个信号在电平上相差10dB（比为3.16），他们也将在大信号电平上叠加2.39dB。所以保证两个谐波彼此不在SA带宽内是很重要的，这将使得设备满足规定限值更容易些。

表3-3 两个不相等电平信号叠加的结果

信号电平之差（dB）	较大信号所高出的电平（dB）	信号电平之差（dB）	较大信号所高出的电平（dB）
0	6.02	6	3.53
1	5.53	7	3.21
2	5.08	8	2.91
3	4.65	9	2.64
4	4.25	10	2.39
5	3.88	18.3	1.0

确定两个或多个信号是否在SA带宽内相加的简单方法是减小接收机的带宽。（为了达到目的，此次测试把SA的带宽减小到政府机构所要求的最小带宽以下，因为仅仅是为了确定所观察的信号是否包含两个或更多谐波的叠加。）当带宽减小时，例如从120kHz减小到30kHz，如果显示的频谱上没有看到任何变化，那么就可以确定在更宽的带宽内不会有两个信号谐波的相加。

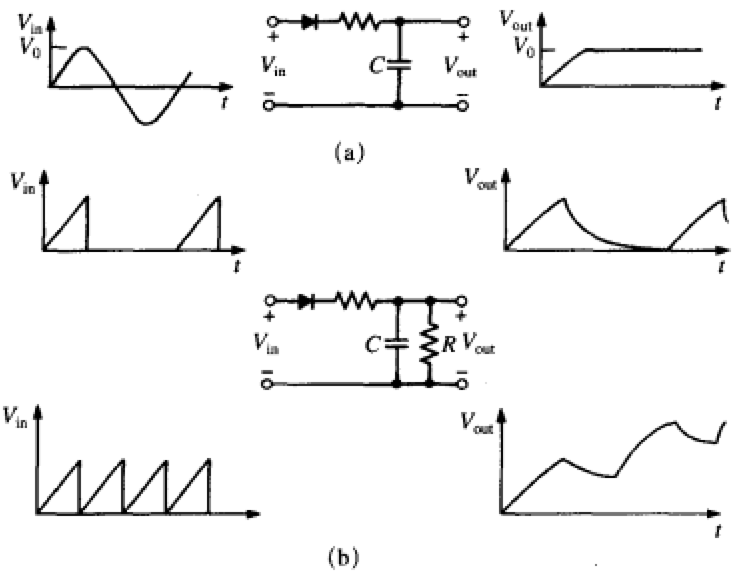
146

3.3.2 峰值、准峰值和平均值

假定SA的检波器设置在*峰值模式*。也就是说，显示的是正弦谐波的最大值（实际上是均方根值）。如图3-30a所示是一种简单峰值检波器，其中输入的正弦信号代表一个电平是V_0的谐波。但是，法规要求用来与限值相比以确定是否满足符合性的电平，需要用*准峰值检波器*来测量。一种简单的准峰值检波器如图3-30b所示。假设接收的信号由与准峰值检波器的时间常数RC有关的在时间上进行分隔的“脉冲尖峰”组成。电容开始充电直到第一个脉冲尖峰关闭，然后通过R放电。如果下一个尖峰是在允许电容完全放电的时间以后来到，将在SA的输出端看到第一个波形。然而，如果尖峰的到来时间比时间常数更短，那么在下一个尖峰到来之前，电容将没有充分放电。这样，输出信号

将继续增加到某一限值。虽然这是对准峰值检波器作用的一个简单说明，但也说明了重要的一点，那就是不常出现的信号将导致准峰值测量电平远小于峰值检波器的测量值。因此，不常发生的事件（和时间常数有关）将有可能有足够的幅度使设置成峰值检波功能的SA具有极大的接收电平，而它们的准峰值电平却可能不会超过规定限值，因此毫无意义。但是，如果准峰值电平超过了限值，那么峰值电平肯定会超过限值。

147



（a）峰值检波器；（b）准峰值检波器

图3-30　两种重要的检波器

使用准峰值检波器功能的理由与限值的含义有关，这个限值是为了保护无线和有线通信接收机不受干扰。罕见的脉冲尖峰和其他事件不会严重阻碍听者获取所需的信息。然而，一个连续信号的调制会导致一个连续的无线电检波信号，因此将严重干扰听者获取有用信息的能力。

FCC和CISPR 22传导发射限值以准峰值（QP）和平均值（AV）电平的形式给出。平均值电平由平均值检波器检波得到。平均值检波器基本上是一个1Hz的低通滤波器，放置在通常的包络检波器之后，它仅让幅度持续1s或更长时间的信号通过。当诸如时钟振荡器的谐波等窄带发射“湮没”在或比诸如发生在直流电动机电刷处的宽带发射的电平低很多时，在数字系统中就会发生问题。平均值检波器将滤除直流电动机中的噪声，显示潜在的窄带干扰。当然，当逐步减小SA的带宽时也能得到相同的结果，但这是一个很费时间的过程。

3.4　非周期波形的表示

在时间上仅发生一次的单脉冲是非周期信号。虽然人们的主要兴趣是周期信号，它代表着数字系统的主要辐射问题，但确定一个非周期信号的频谱也很有意义。

3.4.1 傅里叶变换

处理非周期性波形的最简单方法就是考虑一个周期函数，它在一个周期内的波形和要求的非周期信号相同。将周期在时间上无限延长，就可以将邻近周期的波形推向无限远处，只剩下所需的非周期函数。例如，考虑如图3-4所示的周期性方波脉冲串，它的频谱如图3-5所示。假设保持脉冲宽度τ和幅度A，但是增加了周期T。前面已得到了复指数形式的傅里叶级数，频谱的包络（幅度）为：

$$\text{包络}=\frac{A\tau}{T}\frac{\sin(\pi f\tau)}{\pi f\tau} \tag{3.63}$$

增加周期可以降低基频$f_0=1/T$和谐波。因此，这些谱分量移得更近。包络的基本形状还是保持一样，因为它取决于脉冲宽度（保持为常数）。随着周期无限增大，单独的谱分量变成了光滑的连续谱，其中谱分量的离散性质消失了。这是其本质的结果：*单脉冲的频谱是连续谱*。

148

这提出了如何从数学上处理单脉冲的情况。首先，在假设脉冲重复自己得到一个周期为T的周期波形的条件下得到复指数形式的展开系数，然后在该结果中，将周期无限延长，即$T\to\infty$，只剩下单脉冲。进行这些处理步骤后就得到信号的*傅里叶变换*[1]为：

$$\mathscr{F}\{x(t)\}=X(\mathrm{j}\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}x(t)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\omega t}\mathrm{d}t \tag{3.64a}$$

其中，

$$x(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}X(\mathrm{j}\omega)\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}\mathrm{d}\omega \tag{3.64b}$$

作为应用，求如图3-31a所示的单脉冲的傅里叶变换。直接应用式（3.64a）得：

$$\begin{aligned}X(\mathrm{j}\omega)&=\int_0^{\tau}A\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\omega t}\mathrm{d}t=-\frac{A}{\mathrm{j}\omega}(\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\omega\tau}-1)\\&=-\frac{A}{\mathrm{j}\omega}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\omega\tau/2}(\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\omega\tau/2}-\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega\tau/2})=A\tau\frac{\sin(\frac{1}{2}\omega\tau)}{\frac{1}{2}\omega\tau}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\omega\tau/2}\end{aligned} \tag{3.65}$$

将结果改写成熟悉的$(\sin x)/x$形式以方便画图，因此

$$|X(\mathrm{j}\omega)|=A\tau\left|\frac{\sin(\frac{1}{2}\omega\tau)}{\frac{1}{2}\omega\tau}\right| \tag{3.66a}$$

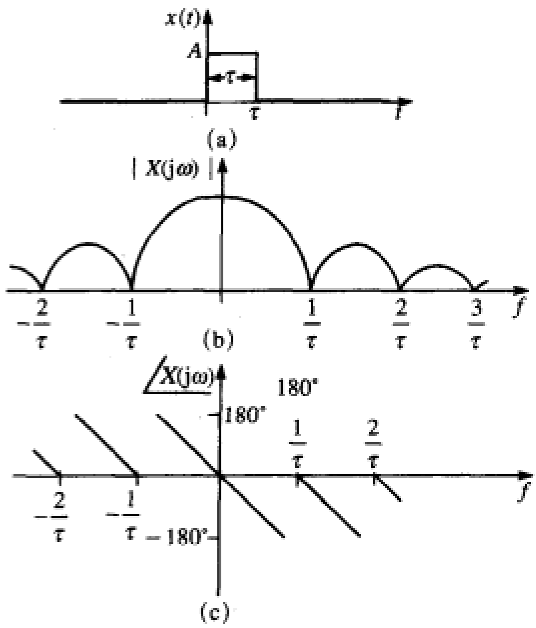
$$\underline{/X(\mathrm{j}\omega)}=\pm\frac{1}{2}\omega\tau \tag{3.66b}$$

曲线如图3-31b、图3-31c所示。

与傅里叶级数类似，可以观察非周期信号的傅里叶变换，即把时间函数$x(t)$转换成连续的复正弦函数集。但它们之间有一个重要区别：*单个正弦函数的幅度是无穷小的*，所以不能在单一频率上讨论问题。但可以根据式（3.64b），在一些非零频率范围$\mathrm{d}\omega$中，将幅度表示成$(1/2\pi)|X(\mathrm{j}\omega)|\mathrm{d}\omega$。

149

傅里叶变换有很多重要性质常常可以用来简化计算。其中第一个便和复指数形式的傅里叶展开系数及傅里叶变换有关。*如果已知单脉冲的傅里叶变换$X(\mathrm{j}\omega)$，就可以通过将$X(\mathrm{j}\omega)$中的ω替换成$n\omega_0$，并将结果除以周期T而直接得到这种周期脉冲串的复指数形式的傅里叶级数的系数*：



(a) 脉冲；(b) 幅度谱；(c) 相位谱

图3-31　矩形脉冲的傅里叶变换

$$c_n = \frac{1}{T} X(\mathrm{j}n\omega_0) \tag{3.67}$$

有很多不同形状的脉冲的傅里叶变换表。式（3.67）中的结果允许人们利用那些表来得到复指数形式的傅里叶级数的展开系数。所有从周期函数和傅里叶级数推得的其他特性——线性、叠加性、微分、时移、冲激函数——都可以应用到傅里叶变换中，其中只要根据式（3.67）的离散的$n\omega_0$代替ω，并将展开系数c_n乘以T就可以了。因此，分段线性脉冲的傅里叶变换也可以很容易得到。

150

复习题3.6　求如图E3-6所示脉冲的傅里叶变换。

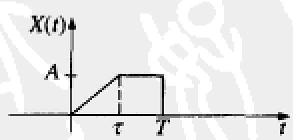


图　E3-6

答案：$X(\mathrm{j}\omega) = \mathrm{j}\frac{A}{\omega}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\omega T} - \mathrm{j}\frac{A}{\omega}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\omega\tau/2}\frac{\sin(\omega\tau/2)}{\omega\tau/2}$

3.4.2　线性系统对非周期信号的响应

如果把波形的傅里叶变换看作是将一个波形转换成正弦分量的连续集，那么很明显，使用叠加定理，线性系统对该波形的响应为：

$$Y(\mathrm{j}\omega) = H(\mathrm{j}\omega)X(\mathrm{j}\omega) \tag{3.68}$$

因此，线性系统输出的傅里叶变换是系统输入的傅里叶变换和系统冲激响应的乘积。这是系统在零初始条件下的完全响应（暂态＋稳态）[1]。

3.5　随机（数据）信号的表示

到现在为止，仅仅考虑了确定性信号。就是说，信号随时间的变化是事先已知的。

随机信号就是随时间的变化特性以统计方法来描述的信号。数字数据波形明显是随机信号，否则不能传送信息。随机信号的例子就是如图3-32a所示的脉冲编码调制的不归零（PCM-NRZ）波形。PCM-NRZ波形是使用两种电平来表示两个二进制状态0和1的波形。符号NRZ意味着两个状态之间转变时不要求信号归零。一个在0和X_0之间转换的波形可以描述为：

$$x(t)=\tfrac{1}{2}X_0[1+m(t)] \tag{3.69}$$

151

其中，$m(t)$是随机变量，假设±1在比特间隔$nT<t<(n+1)T$内有着相同的概率。这个信号可以对某些数字数据信号进行合理的近似。

随机函数$x(t)$的自相关函数$R_x(\tau)$定义为由这个信号和它时移了τ的信号的乘积的期望值[4]：

$$R_x(\tau)=\overline{x(t)x(t+\tau)} \tag{3.70}$$

其中，上面的横线表示所有可能性的统计平均值。将式（3.69）代入式（3.70）得：

$$\begin{aligned}R_x(\tau)&=\tfrac{1}{4}X_0^2\overline{[1+m(t)][1+m(t+\tau)]}=\tfrac{1}{4}X_0^2[1+\overline{m(t)}+\overline{m(t+\tau)}+\overline{m(t)m(t+\tau)}]\\&=\tfrac{1}{4}X_0^2[1+\overline{m(t)m(t+\tau)}]=\tfrac{1}{4}X_0^2[1+R_m(\tau)]\end{aligned} \tag{3.71}$$

其中，$R_m(\tau)$是$m(t)$的自相关函数。在结果的第二部分已经假设过程是静态的，在最后一部分利用了$m(t)$的期望（平均）值是零的事实[4]。计算如图3-32b所示的$m(t)$的自相关函数得：

$$\begin{aligned}R_m(\tau)&=1-\frac{|\tau|}{T} &&(|\tau|<T)\\&=0 &&(|\tau|>T)\end{aligned} \tag{3.72}$$

曲线如图3-32b所示。

随机信号在频域中的特性可用信号的功率谱密度来描述，Wiener-Khinchine理论提出信号的*功率谱密度*就是信号自相关函数的傅里叶变换[4]：

$$G_x(f)=\int_{-\infty}^{\infty}R_x(\tau)e^{-j\omega\tau}\,d\tau \tag{3.73}$$

152

与随机信号有关的平均功率是：

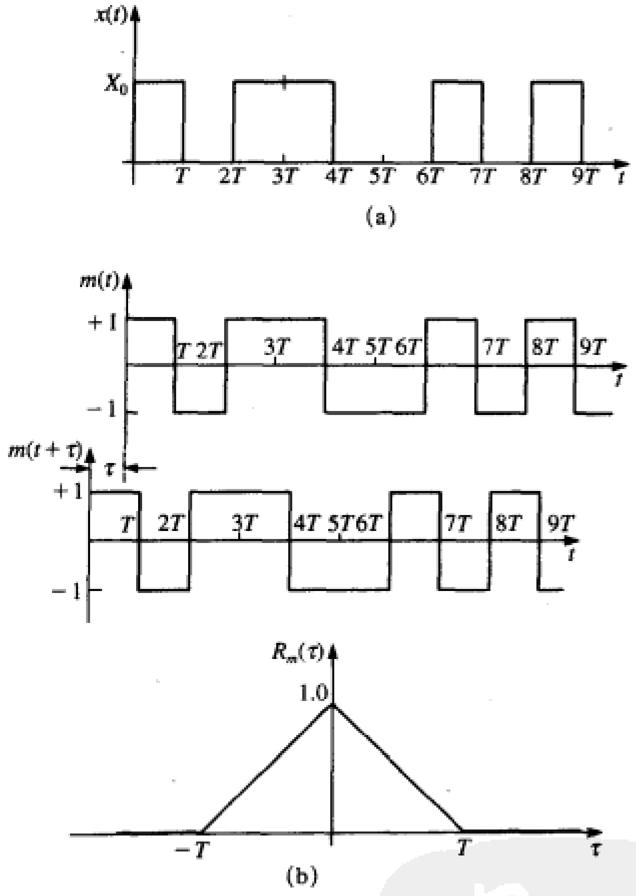
$$P_{av}=\int_{-\infty}^{\infty}G_x(f)\,df \tag{3.74}$$

如果采用的样本数从统计上说足够大（信号被加到电阻上），那么，上述平均功率就是由这个信号在1Ω电阻上所消耗的功率的期望值或平均值。PCM-NRZ波形的功率密度（W/Hz）为：

$$G_x(f)=\frac{X_0^2}{4}\delta(f)+\frac{X_0^2T}{4}\frac{\sin^2(\pi fT)}{(\pi fT)^2} \tag{3.75}$$

曲线如图3-33所示，可观察到该功率密度谱每隔T（比特率）出现一个零点。如果PCM-NRZ波形的上升/下降时间不等于零，那么这种PCM-NRZ波形可以很好地用来表示数字数据信号。数字数据信号具有非零的上升/下降时间，就如实际的数字时钟波形一样。如图3-33所示的功率密度谱正如所预期的，类似于如图3-5b所示的方波的傅里叶级数的系数幅度的平方（分别用X_0、T代替方波中的A、τ，再将结果平方就可以得到功率）。

虽然不能导出具有非零上升/下降时间的PCM-NRZ波形（可代表实际的数字数据信号）



（a）典型波形；（b）自相关函数$m(t)$

图3-32　PCM-NRZ（脉冲编码调制非归零）信号的功率谱密度的计算

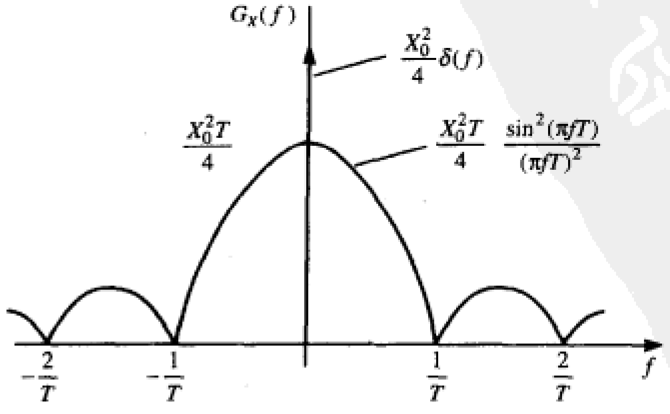


图3-33　PCM-NRZ信号的功率谱密度

的功率密度谱，但这依然揭示出从分析周期性时钟信号得来的降低数字数据信号的发射的概念，即只要有可能，就要降低比特的上升/下降时间。

153～154

3.6 SPICE（PSPICE）在傅里叶分析中的应用

SPICE电路分析程序或它的个人计算机版PSPICE是一种非常有用的计算工具。在后面的章节中，读者将看到它在分析电路模型、绘制频率响应（伯德图）、分析时域特性、以及分析传输线的时域和频域响应方面的应用。虽然我们将对所有的情况进行手动分析以加深理解，但是SPICE还是一种非常方便的分析工具，无论电路多复杂，都能简单、快速、准确地获得答案。作者强烈建议读者能够精通并使用SPICE来分析电路。附录D专门给出了SPICE（PSPICE）简洁而充分的指南。读者能够通过环球网下载获得SPICE的免费试用版本。本书提供的CD包含了PSPICE的示范版本。这些示范版本具有正式版本的所有特性，且能够分析本书和其他电路分析书中所有的典型电路[5]。关于SPICE使用方面的完整讨论见文献［5］。

现在，SPICE中增加了很多额外的分析功能。其中更有用的就是傅里叶分析的功能。SPICE能够计算傅里叶系数（幅度和相位），也能够绘制（具有.PROBE特征）频谱。傅里叶分析可以通过在输入列表中加入.FOUR命令来完成。.FOUR命令只能同.TRAN分析一起使用。也就是说，当进行直流或交流分析时不能使用。格式如下：

```
.FOUR f0 [output_variable(s)]
```

待分析的周期波形的基频表示为：$f_0=1/T$，其中，T为波形的周期。*output_variable(s)*是所求的电压或电流波形，如V（2），I（$R1$）。

进行瞬态分析时，使用.TRAN命令：

```
.TRAN print_step end_time [no_print_time [step_ceiling]]
[UIC]
```

SPICE通过时间变量的离散以自举方式求电路的时域微分方程。第一项，*print_step*，控制着何时会有输出请求。假设求解过程中使用的离散化速率为1次/2ms。人们可能并不想看（由.PRINT语句产生的输出）两秒一次的输出而仅想观察5s一次的输出，因此可以设置*print_step*的时间为5M。*end_time*是获得解的最终时间，余下的参数是可选的。分析总是从$t=0$时刻开始。但是，人们可能不希望看到求解结果的输出（由.PRINT语句产生的输出），直到过去一段时间之后。如果这样的话，可以在开始时设置*no_print_time*。SPICE和PSPICE具有一个非常复杂的求最小步长的算法，以为了得到有效的解而将微分方程离散化。默认的最大步长是*end_time*/50。然而，存在一些情况，为了增加求解的精确性，人们希望步长比SPICE选择的步长更小。当利用SPICE对传输线进行分析时，这种情况经常会出现（见第4章和第9章）。*step_ceiling*为使用的最大时间步长。尽管这使得运行时间更长，但在许多情况下需要这样做以获得所要求的精确度。最后一项*UIC*意味着SPICE将用*IC*=command命令在这些传输线上规定初始电容电压和电感电流。在瞬态分析中，SPICE将计算初始条件。如果还要求一些其他的初始条件，应该先设定初始条件，然后在.TRAN语句中规定*UIC*。例如：

155

```
.TRAN  0.1N  20N  0  0.01N
```

该语句是命令SPIC从0到20ns的时间内进行时域（瞬态分析）分析，每0.1ns打印输出一

个解，当$t=0$时，开始打印输出到文件中，时间离散化步进不大于0.01ns。如果打印输出是通过.PRINT或.FOUR指令的请求，则当输入文件为XXXX.IN或XXXX.CIR.时，包含解的相应输出文件就为XXXX.OUT。

在使用.FOUR命令时，有一个重要的方面需要考虑。分析给出傅里叶展开系数的波形部分，是求解时间为一个周期$1/f_0=T$长的最后一部分。换句话说，SPICE在波形的*end_time*−[$1/f_0$]和*end_time*之间求波形的展开系数。因此，在.TRAN指令中的*end_time*应至少为一个周期。当求解开始阶段具有瞬态解部分，如果想求其稳态解的傅里叶系数，可以持续执行分析几个周期以确保解已进入稳态。例如，考虑一个周期为2ns或基频为500MHz的输入信号。节点4的输出电压也将具有该周期性，但是会有大约5倍于时间常数的暂态时期，即5ns。下面的指令将用于获得节点4的节点电压的稳态响应的傅里叶系数：

```
.TRAN  0.1N  20N
.FOUR  500MEG  V(4)
```

该指令将求解节点4，在$t=0$到$t=20$ns时间内的电压波形。既然周期（500MHz的倒数）规定为2ns，18~20ns内的波形部分将用于计算波形的傅里叶系数。如果想求波形的初始部分包括瞬态部分的傅里叶系数，应规定：

```
.TRAN  0.1N  2N
```

156 且只运行一个周期。

最后，由.FOUR语句生成波形的直流成分和前9次谐波。后来的一些版本允许由用户规定计算任何次谐波。通常，前9次谐波已足够给出波形的主要频谱分量。这些傅里叶展开系数的相角由.FOUR语句生成，基于式（3.19b）给出的正弦形式的展开式：

$$x(t)=c_0+\sum_{n=1}^{\infty}2|c_n|\sin(n\omega_0 t+\angle c_n+90^\circ) \tag{3.19b}$$

因此，在对手动计算得到的系数$c_n=|c_n|\angle c_n$与通过.FOUR语句计算得到的结果进行比较时，必须给手动计算结果的相角加上90°。

例3.6 求图3-7所示的例3.1中波形的傅里叶展开系数。

解：编码电路图如图3-34所示。SPICE程序如下：

```
EXAMPLE 3.6
VS 1 0 PWL(0 0 2 2 4 2 4.0001 0)
R 1 0 1E6
.TRAN 0.0001 4
.FOUR 0.25 V(1)
.PROBE
.END
```

157



图3-34 例3.6：SPICE编程

如果将该文件命名为.FOUR.IN，那么打印输出便包含在文件FOUR.OUT中。这里

已经规定源电压波形为分段线性（PWL）形式，且已知电压的持续时间和电压值。值得注意的是，这里需要规定波形的终点，在$t=4$s时，波形实际上以一个小但有限的倾斜度突然从4V降到0V，因为PWL函数在这些点之间描绘成直线，因此，不允许规定突然的不连续。傅里叶系数也包含在输出文件.FOUR.OUT中。相角的展开式基于如图（3.19b）所示的正弦形式，输出为：

```
FOURIER COMPONENTS OF TRANSIENT RESPONSE V(1)
DC COMPONENT = 1.499969E+00
HARMONIC  FREQUENCY   FOURIER     NORMALIZED   PHASE       NORMALIZED
NO        (Hz)        COMPONENT   COMPONENT    (DEG)       PHASE (DEG)
1         2.500E-01   7.547E-01   1.000E+00    -1.475E+02  0.000E+00
2         5.000E-01   3.183E-01   4.218E-01    -1.800E+02  -3.247E+01
3         7.500E-01   2.169E-01   2.875E-01    -1.680E+02  -2.049E+01
4         1.000E+00   1.592E-01   2.109E-01    -1.800E+02  -3.246E+01
5         1.250E+00   1.284E-01   1.701E-01    -1.727E+02  -2.520E+01
6         1.500E+00   1.061E-01   1.406E-01    -1.800E+02  -3.245E+01
7         1.750E+00   9.133E-02   1.210E-01    -1.748E+02  -2.725E+01
8         2.000E+00   7.958E-02   1.054E-01    -1.800E+02  -3.244E+01
9         2.250E+00   7.092E-02   9.397E-02    -1.759E+02  -2.839E+01
```

对于前7次谐波，上述结果实质上与例3.1中手算的结果一致。

例3.7 求如图3-9所示的例3.2中的波形的傅里叶展开系数。

解：源代码电路图如图3-35所示。SPICE程序如下：

```
EXAMPLE 3.7
VS 1 0 PULSE(0 1 0 0.001 0.001 0.999 2)
R 1 2 1
C 2 0 1
.TRAN 0.0001 10
.FOUR 0. 5 V(1) V(2)
.PROBE
               .END
```

为了求出重复性的波形，规定了带有PULSE函数的源电压波形。PULSE函数的构成如下：

```
PULSE(initial_level peak_level delay risetime falltime pulse_width period)
```

158

（SPICE使用的脉冲宽度的定义见附录D）。再次，虽然理想的方波具有零上升和下降时间，但还是不得不规定很小（相对于脉冲周期）的上升和下降时间为0.001s。

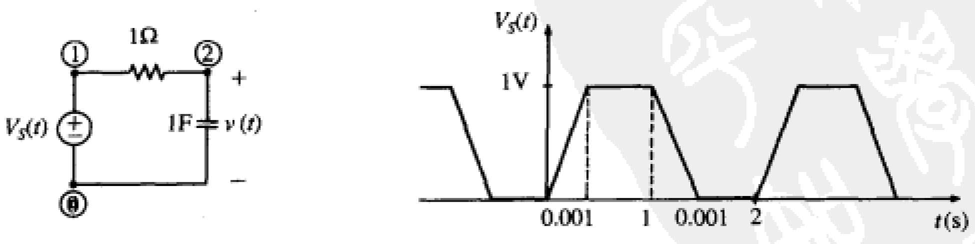


图3-35 例3.7：SPICE 编程

如果输入文件命名为FOUR.IN，那么傅里叶系数包含在输出文件FOUR.OUT中。相角的展开式基于如图3-19b所示的正弦展开形式。源电压$V(1)$的展开系数为：

```
FOURIER COMPONENTS OF TRANSIENT RESPONSE V(1)
```

DC COMPONENT = 5.000000E-01

HARMONIC NO	FREQUENCY (Hz)	FOURIER COMPONENT	NORMALIZED COMPONENT	PHASE (DEG)	NORMALIZED PHASE (DEG)
1	5.000E-01	6.366E-01	1.000E+00	-9.007E-02	0.000E+00
2	1.000E+00	7.203E-10	1.131E-09	9.843E+01	9.852E+01
3	1.500E+00	2.122E-01	3.333E-01	-2.702E-01	-1.801E-01
4	2.000E+00	7.081E-10	1.112E-09	1.068E+02	1.069E+02
5	2.500E+00	1.273E-01	2.000E-01	-4.504E-01	-3.603E-01
6	3.000E+00	6.882E-10	1.081E-09	1.151E+02	1.152E+02
7	3.500E+00	9.095E-02	1.429E-01	-6.305E-01	-5.404E-01
8	4.000E+00	6.611E-10	1.038E-09	1.233E+02	1.234E+02
9	4.500E+00	7.074E-02	1.111E-01	-8.107E-01	-7.206E-01

159

输出电压$V(2)$的展开系数为：

FOURIER COMPONENTS OF TRANSIENT RESPONSE V(2)
DC COMPONENT = 4.999618-01

HARMONIC NO	FREQUENCY (Hz)	FOURIER COMPONENT	NORMALIZED COMPONENT	PHASE (DEG)	NORMALIZED PHASE (DEG)
1	5.000E-01	1.930E-01	1.000E+00	-7.290E+01	0.000E+00
2	1.000E+10	1.201E-10	6.224E-05	-1.710E+02	-9.811E+01
3	1.500E+00	2.224E-02	1.152E-01	-8.454E+01	-1.164E+01
4	2.000E+00	6.047E-06	3.133E-05	-1.753E+02	-1.024E+02
5	2.500E+00	8.175E-03	4.235E-02	-8.693E+01	-1.403E+01
6	3.000E+00	4.043E-06	2.095E-05	-1.766E+02	-1.037E+02
7	3.500E+00	4.190E-03	2.171E-02	-8.752E+01	-1.462E+01
8	4.000E+00	3.025E-06	1.567E-05	-1.773E+02	-1.044E+02
9	4.500E+00	2.940E-03	1.523E-02	-8.268E+01	-9.781E+00

对于前7次谐波，上述结果实质上与例3.1中手算的结果一致。由于傅里叶分析仅对稳态有效，所以为了让输出电压达到稳态，分析要执行$t=0$到$t=10$s时间。图3-9c和图3-9d给出了源和输出电压且清晰地给出了瞬态解。

例3.8　求习题3.1中梯形波的傅里叶展开系数，已知梯形波频率为100MHz，幅度为5V，占空比为50%，上升/下降时间为1ns。

解：源代码电路图如图3-36所示，PSPICE程序为：

```
EXAMPLE 3.8
VS 1 0 PULSE(0 5 0 1N 1N 4N 10N)
R 1 0 1E6
.TRAN 0.0001N 10N
.FOUR 100MEG V(1)
.PROBE
.END
```

160

FOUR.OUT 的输出为：

FOURIER COMPONENTS OF TRANSIENT RESPONSE V(1)
DC COMPONENT = 2.500006E+00

HARMONIC NO	FREQUENCY (Hz)	FOURIER COMPONENT	NORMALIZED COMPONENT	PHASE (DEG)	NORMALIZED PHASE(DEG)
1	1.000E+08	3.131E+00	1.000E+00	-1.800E+01	0.000E+00
2	2.000E+08	1.149E-05	3.669E-06	5.321E+01	7.121E+01
3	3.000E+08	9.108E-01	2.909E-01	-5.400E+01	-3.600E+01
4	4.000E+08	9.224E-06	2.946E-06	1.624E+01	3.424E+01
5	5.000E+08	4.053E-01	1.294E-01	-9.000E+01	-7.200E+01
6	6.000E+08	6.035E-06	1.928E-06	-2.129E+01	-3.293E+00
7	7.000E+08	1.673E-01	5.343E-02	-1.260E+02	-1.080E+02

```
 8        8.000E+08     2.633E-06     8.409E-07     -6.143E+01     -4.343E+01
 9        9.000E+08     3.865E-02     1.235E-02     -1.620E+02    -1.440E+02
```

对于前7次谐波，上述结果实质上与例3.1中手算的结果一致。

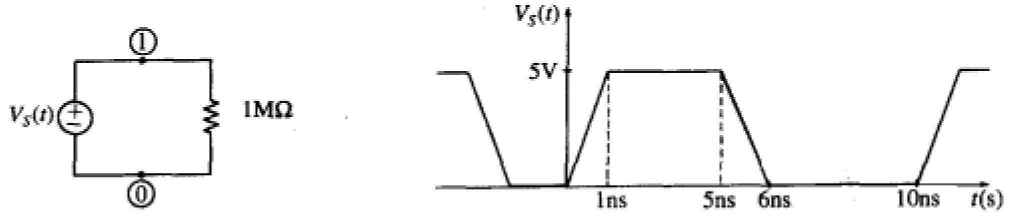


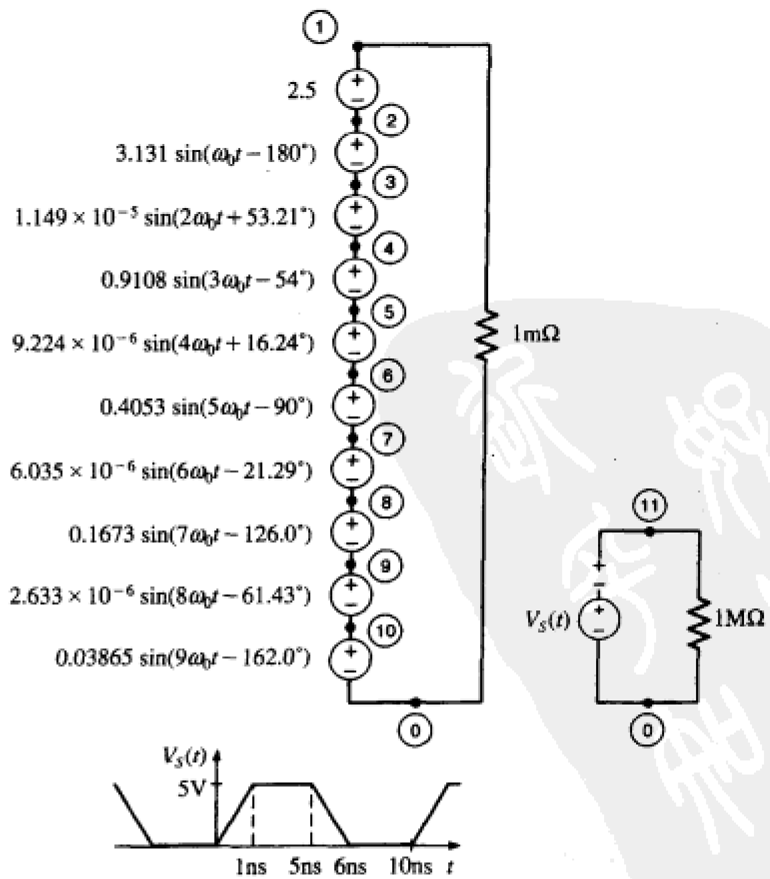
图3-36 例3.8：SPICE 编程

例3.9 利用SPICE 将dc和前9次谐波累加重现上例中的梯形波，给出具有截断频谱的时域波形。

161

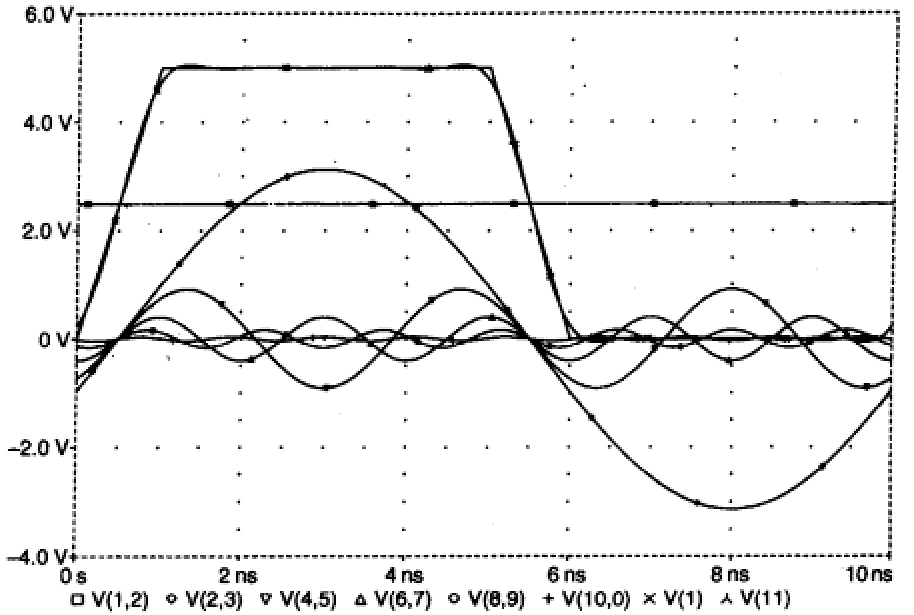
解：求解思想是利用SPICE加入与如图3-37a所示谐波相对应的正弦电压。正弦函数规定为：

```
SIN(Vo Va [[Freq [[Td [[Df [[phase]]]]]]]])
```

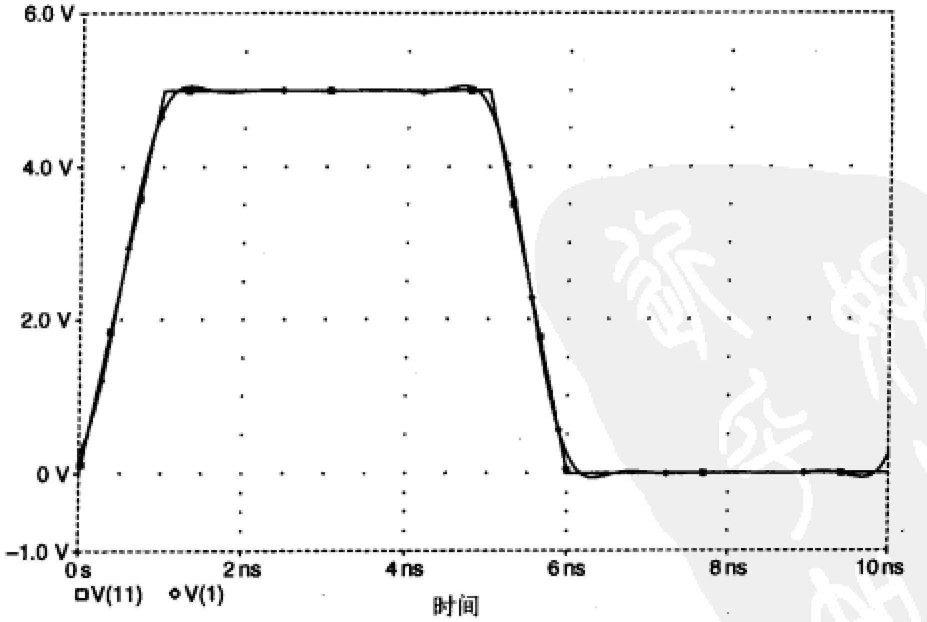


(a)

图3-37 例3.9



(b)



(c)

(a) PSPICE编程；(b) 表明各分量的PSPICE 仿真结果；
(c) 表示各分量总和的PSPICE仿真结果

图3-37　(续)

162~163

给出的波形为：

$$x(t)=Vo+Va\sin(2\pi(Freq(time-Td)+\frac{phase}{360}))e^{-(time-Td)Df}$$

因此，规定了一般的正弦波形为：

$$x(t)=A\sin(n\omega_0 t+\theta)$$

写成：

```
SIN(0 A nf 0 0 θ)
```

SPICE程序为：

```
EXAMPLE 3.9
VS0 1 2 DC 2.5
VS1 2 3 SIN(0 3.131 100MEG 0 0 -18)
VS2 3 4 SIN(0 1.149E-5 200MEG 0 0 53.21)
VS3 4 5 SIN(0 0.9108 300MEG 0 0 -54)
VS4 5 6 SIN(0 0.9224E-6 400MEG 0 0 16.24)
VS5 6 7 SIN(0 0.4053 500MEG 0 0 -90)
VS6 7 8 SIN(0 6.035E-6 600MEG 0 0 -21.29)
VS7 8 9 SIN(0 0.1673 700MEG 0 0 -126)
VS8 9 10 SIN(0 2.633E-6 800MEG 0 0 -61.43)
VS9 10 0 SIN(0 0.03865 900MEG 0 0 -162)
VS 11 0 PULSE(0 5 0 1N 1N 4N 10N)
R1 1 0 1MEG
RS 11 0 1MEG
.TRAN .01N 10N
.PROBE
.END
```

如图3-37b所示为各次谐波以及它们在时间上合成的时域波形。图3-37c将原波形与通过将直流项与前9次谐波相累加而生成的波形进行了比较。重现性相当好。由于波形的带宽为$BW=1/\tau_r=1GHz$，所以这也是期望得到的结果。图3-37c应与图3-24a进行比较，图3-24a是利用MATLAB和手算的谐波值构造的。

例3.10 对于梯形（时钟）波，为了简化结果，以有助于频谱分析，假设式（3.46）给出的精确结果中，脉冲的上升和下降时间是相等的，从而导致式（3.48）的结果。为了评估这一假设，对一5V、50MHz、具有50%占空比的梯形波在其上升/下降时间相等和不相等两种情况下的前9次谐波进行了比较：（1）$\tau_r=\tau_f=5ns$；（2）$\tau_r=6ns$和$\tau_f=5ns$；（3）$\tau_r=7ns$和$\tau_f=5ns$。

164

解：对第一种情况当$\tau_r=\tau_f=5ns$时，PSPICE程序为：

```
EXAMPLE 3.10(1)
VS 1 0 PWL(0 0 5N 5 10N 5 15N 0 20N 0)
R 1 0 1MEG
.TRAN 0.01N 20N 0 0.01N
.FOUR 50MEG V(1)
.PROBE
.END
```

其前9项展开系数为：

```
FOURIER COMPONENTS OF TRANSIENT RESPONSE V(1)
DC COMPONENT  =  2.500000E+00

HARMONIC   FREQUENCY     FOURIER        NORMALIZED       PHASE          NORMALIZED
```

NO	(Hz)	COMPONENT	COMPONENT	(DEG)	PHASE(DEG)
1	5.000E+07	2.866E+00	1.000E+00	-4.500E+01	0.000E+00
2	1.000E+08	5.594E-10	1.952E-10	2.334E+01	6.834E+01
3	1.500E+08	3.184E-01	1.111E-01	-1.350E+02	-9.000E+01
4	2.000E+08	5.550E-10	1.937E-10	-1.662E+02	-1.212E+02
5	2.500E+08	1.146E-01	4.000E-02	-4.500E+01	8.185E-08
6	3.000E+08	1.191E-09	4.154E-10	9.100E+01	1.360E+02
7	3.500E+08	5.849E-02	2.041E-02	-1.350E+02	-9.000E+01
8	4.000E+08	8.294E-10	2.894E-10	2.413E+01	6.913E+01
9	4.500E+08	3.538E-02	1.235E-02	-4.500E+01	1.004E-07

这些结果与利用式（3.48）手算得到的结果一致。

对第二种情况，即当$\tau_r=6$ns和$\tau_f=5$ns时（且在10ns的周期中间仍然保留脉冲的突变），其PSPICE程序为：

```
EXAMPLE 3.10(2)
VS 1 0 PWL(0 0 6N 5 10N 5 15N 0 20N 0)
R 1 0 1MEG
.TRAN 0.01N 20N 0 0.01N
.FOUR 50MEG V(1)
.PROBE
.END
```

165

其前9项展开系数为：

FOURIER COMPONENTS OF TRANSIENT RESPONSE V(1)

DC COMPONENT = 2.375000E+00

HARMONIC NO	FREQUENCY (Hz)	FOURIER COMPONENT	NORMALIZED COMPONENT	PHASE (DEG)	NORMALIZED PHASE(DEG)
1	5.000E+07	2.790E+00	1.000E+00	-4.939E+01	0.000E+00
2	1.000E+08	1.759E-01	6.305E-02	1.348E+02	1.842E+02
3	1.500E+08	2.125E-01	7.616E-02	-1.421E+02	-9.272E+01
4	2.000E+08	6.204E-02	2.223E-02	-3.600E+01	1.339E+01
5	2.500E+08	1.154E-01	4.137E-02	-6.944E+01	-2.005E+01
6	3.000E+08	4.587E-02	1.644E-02	1.191E+02	1.685E+02
7	3.500E+08	2.619E-02	9.385E-03	-1.138E+02	-6.436E+01
8	4.000E+08	2.510E-02	8.993E-03	-7.200E+01	-2.261E+01
9	4.500E+08	2.628E-02	9.419E-03	-8.433E+01	-3.494E+01

这些结果与利用式（3.46）手算的结果一致（必须将式（3.46）的计算结果加倍以得到单边展开式）。

对于第三种情况，即当$\tau_r=7$ns和$\tau_f=5$ns时（且在10ns的周期中间仍然保留着脉冲的突变），其PSPICE程序为：

```
EXAMPLE 3.10(3)
VS 1 0 PWL(0 0 7N 5 10N 5 15N 0 20N 0)
R 1 0 1MEG
.TRAN 0.01N 20N 0 0.01N
.FOUR 50MEG V(1)
.PROBE
.END
```

其前9项展开系数为：

FOURIER COMPONENTS OF TRANSIENT RESPONSE V(1)

DC COMPONENT = 2.250000E+00

HARMONIC	FREQUENCY	FOURIER	NORMALIZED	PHASE	NORMALIZED

NO	(Hz)	COMPONENT	COMPONENT	(DEG)	PHASE(DEG)
1	5.000E+07	2.689E+00	1.000E+00	−5.352E+01	0.000E+00
2	1.000E+08	3.200E−01	1.190E−01	1.225E+02	1.761E+02
3	1.500E+08	1.459E−01	5.424E−02	−1.270E+02	−7.346E+01
4	2.000E+08	8.604E−02	3.199E−02	−7.200E+01	−1.848E+01
5	2.500E+08	7.044E−02	2.619E−02	−8.054E+01	−2.702E+01
6	3.000E+08	5.377E−02	1.999E−02	7.730E+01	1.308E+02
7	3.500E+08	5.205E−02	1.936E−02	−1.080E+02	−5.451E+01
8	4.000E+08	1.329E−02	4.944E−03	−1.440E+02	−9.048E+01
9	4.500E+08	2.553E−02	9.494E−03	−3.936E+01	1.416E+01

这些结果也与利用式（3.46）手算的结果一致［必须将式（3.46）的计算结果加倍以得到单边展开式］。可以观察到，仅当占空比为50%，且上升/下降时间相等时，其偶次谐波为零。奇次谐波幅度在（1）和（2）两种情况下的比为$n=1$、1.027；$n=3$、1.498；$n=5$、0.993；$n=7$、2.233以及$n=9$、1.346。当$n=1$、3、5、9时，比较小，而当$n=7$时，比较大。奇次谐波的幅度在（1）和（3）两种情况下的比值为$n=1$、1.066；$n=3$、2.182；$n=5$、1.627；$n=7$、1.124以及$n=9$、1.386。当$n=1$、5、7、9时，比值较小，当$n=3$时，比值较大。 166

习题

3.1　周期信号

3.1.1　计算如图P3.1.1所示波形的周期和基频，另外计算平均值和系数c_0。［（a）T=4ns，f_0=250MHz，c_0=1；（b）T=3μs，f_0=333.3KHz，c_0=2；（c）T=5μs，f_0=200kHz，c_0=2.5；（d）T=3ns，f_0=333.3MHz，c_0=66.7］

3.1.2　如图P3.1.2所示的周期信号是一个全波整流正弦信号，可描述为：$x(t)=A\sin(2\pi t/T)$ $(0\leqslant t\leqslant T/2)$，这是从线性电源得到的典型输出波形，正如在第6章的6.3节中所看到的。求该波形的（单边）傅里叶展开式。

$$\left[c_n=\frac{2A}{\pi(1-4n^2)}\right.$$

$$\left.x(t)=\frac{2A}{\pi}-\frac{4A}{3\pi}\cos\left(\frac{4\pi t}{T}\right)-\frac{4A}{15\pi}\cos\left(\frac{8\pi t}{T}\right)-\frac{4A}{35\pi}\cos\left(\frac{12\pi t}{T}\right)-\cdots\right]$$

3.1.3　求如图P3.1.3所示波形的（单边）傅里叶级数展开式。

$$\left[c_0=\frac{A}{2},c_n=-\frac{2A}{(n\pi)^2}\quad n=\text{奇数}\right.$$

$$\left.x(t)=\frac{A}{2}-\frac{4A}{\pi^2}\cos(\omega_0 t)-\frac{4A}{9\pi^2}\cos(3\omega_0 t)-\cdots\right]$$

3.1.4　求如图P3.1.4所示波形的（单边）傅里叶级数展开式。

$$\left[c_0=0,c_n=\frac{4A}{(n\pi)^2}\angle -n\times 90^\circ\quad n=\text{奇数}\right.$$

$$x(t)=\frac{8A}{\pi^2}\cos(\omega_0 t-90^\circ)+\frac{8A}{9\pi^2}\cos(3\omega_0 t+90^\circ)$$

$$+\frac{8A}{25\pi^2}\cos(5\omega_0 t-90°)\cdots\Big]$$

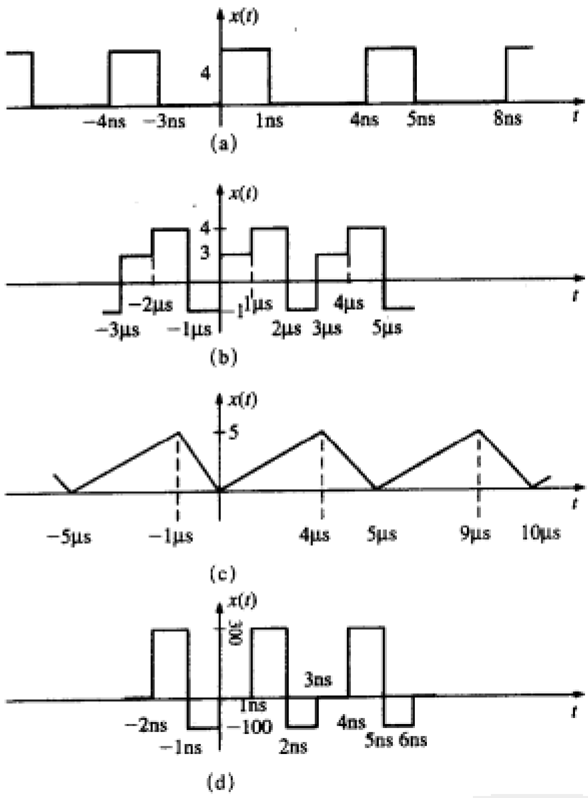


图　P3.1.1

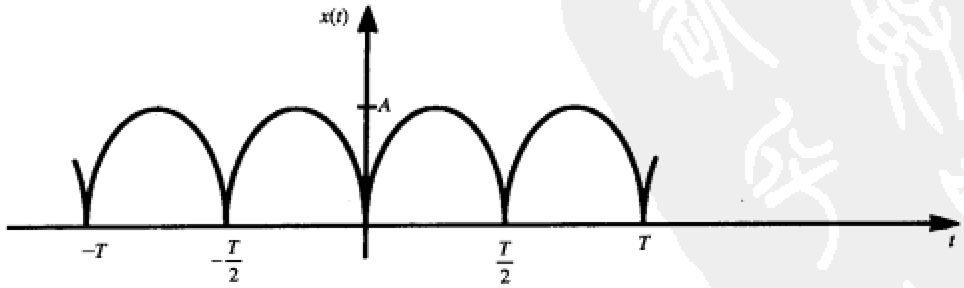


图　P3.1.2

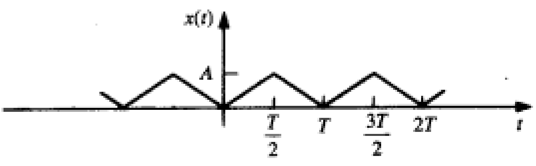


图　P3.1.3

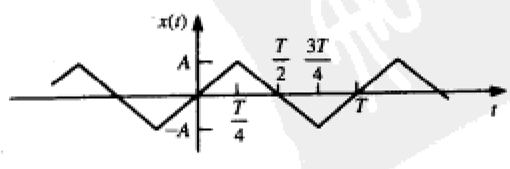


图　P3.1.4

167 ~ 168

3.1.5 求如图P3.1.5所示波形的（单边）傅里叶级数展开式。

$$\left[c_0=0,\ c_n=0\ n=4,8,12,\ldots,\ c_n=\frac{3}{n\pi}\angle{-90^\circ}\ n=1,3,5,\ldots,\right.$$

$$c_n=\frac{2}{n\pi}\angle 90^\circ\ n=2,6,10,\ldots,\ x(t)=\frac{6}{\pi}\cos(\omega_0 t-90^\circ)$$

$$\left.+\frac{2}{\pi}\cos(2\omega_0 t+90^\circ)+\frac{2}{\pi}\cos(3\omega_0 t-90^\circ)+\cdots\right]$$

3.1.6 求如图P3.1.6所示波形的（单边）傅里叶级数展开式。

$$\left[c_0=\frac{5}{2},\ c_n=\frac{5}{2n\pi}\angle 90^\circ,\ x(t)=\frac{5}{2}+\frac{5}{\pi}\cos(\omega_0 t+90^\circ)\right.$$

$$\left.+\frac{5}{2\pi}\cos(2\omega_0 t+90^\circ)+\frac{5}{3\pi}\cos(3\omega_0 t+90^\circ)+\cdots\right]$$

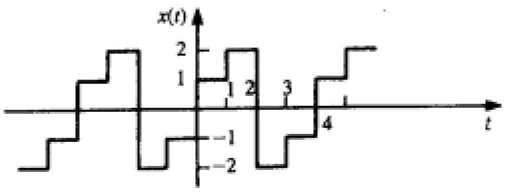


图　P3.1.5

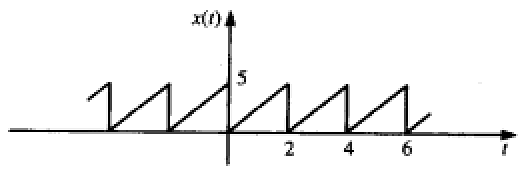


图　P3.1.6

3.1.7 求如图P3.1.7所示波形的傅里叶级数展开系数。

$$\left[c_0=\frac{A}{2},\ c_n=\frac{A}{2n\pi}\angle{-90^\circ},\ x(t)=\frac{A}{2}+\frac{A}{\pi}\cos(\omega_0 t-90^\circ)\right.$$

$$\left.+\frac{A}{2\pi}\cos(2\omega_0 t-90^\circ)+\frac{A}{3\pi}\cos(3\omega_0 t-90^\circ)+\cdots\right]$$

3.1.8 求如图P3.1.8所示波形的复指数傅里叶级数的展开系数。

$$\left[c_0=\frac{A\tau}{2T},\ c_n=-\mathrm{j}\frac{A}{2\pi n}\left[1-\mathrm{e}^{-\mathrm{j}n\pi\tau/T}\frac{\sin(n\pi\tau/T)}{n\pi\tau/T}\right]\right]$$

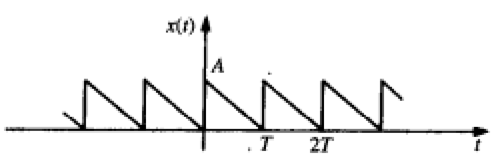


图　P3.1.7

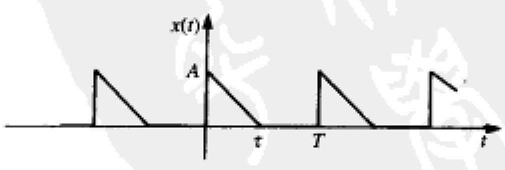


图　P3.1.8

169
~
170

3.1.9 求如图P3.1.9所示波形的复指数傅里叶级数的展开系数。

$$\left[c_0=\frac{A\tau}{T}\left[1-\frac{\sigma}{2\tau}\right],\ c_n=\mathrm{j}\frac{A}{2\pi n}\left[\mathrm{e}^{-\mathrm{j}n2\pi\tau/T}-\mathrm{e}^{-\mathrm{j}n\pi\sigma/T}\frac{\sin(n\pi\sigma/T)}{n\pi\sigma/T}\right]\right]$$

3.1.10 求如图P3.1.10所示波形的复指数傅里叶级数的展开系数。

$$\left[c_0=\frac{A}{\alpha T}\left[1-e^{-\alpha T}\right], c_n=\frac{A}{(\alpha T+j2\pi n)}\left[1-e^{-\alpha T}\right]\right]$$

此波形经常在直流电机电刷击穿时可观察到。

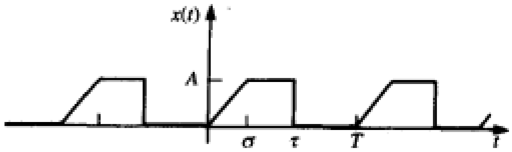


图　P3.1.9

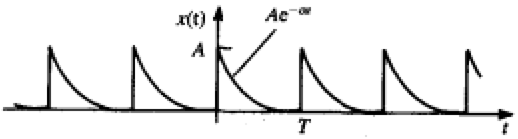


图　P3.1.10

171

3.2　数字信号波形的频谱

3.2.1　如图P3.2.1所示，一个10MHz时钟振荡器与一个门电路相连。式中振荡器的输出波形的幅度从0变化到5V。$\tau_r=\tau_f=20$ns，占空比为50%。求门电路终端第11次谐波的电平。（分别采用精确的频谱和频谱插值来得到上述结果）[精确解73.95dBμV，插值法78.56dBμV]，使用SPICE来验证[4.981mV或者73.95dBμV]

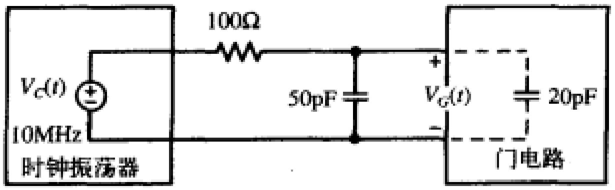


图　P3.2.1

3.2.2　求如图P3.2.2所示系统在$\omega=50\times10^6$rad/s时输出的大小。[102.04dBμV]

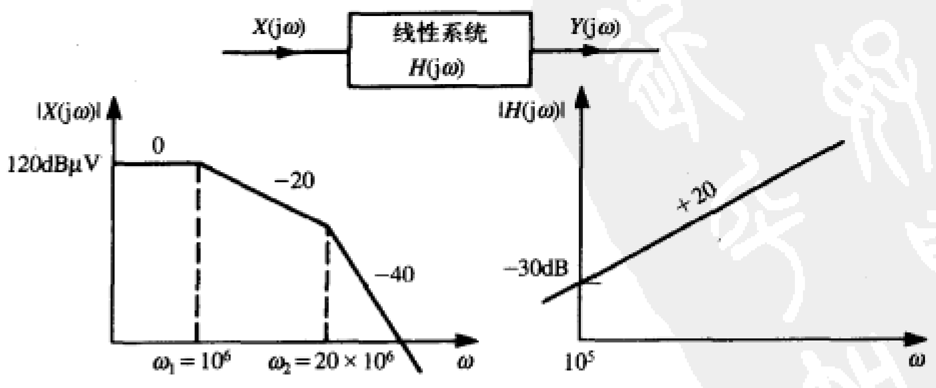


图　P3.2.2

3.2.3　频率为$\omega_0=10^5$rad/s的周期波输入如图P3.2.3所示的电路，求第50次谐波电平。

172　[83.009dBμV]

3.2.4　一个5V，10MHz的时钟振荡器产生的上升/下降时间为5ns，占空比为50%的时钟

脉冲馈给一个门电路，如图P3.2.4所示。在门电路的输入端接一个电容。求可使第5次谐波电平降低20dB的该电容值。[63.34pF]

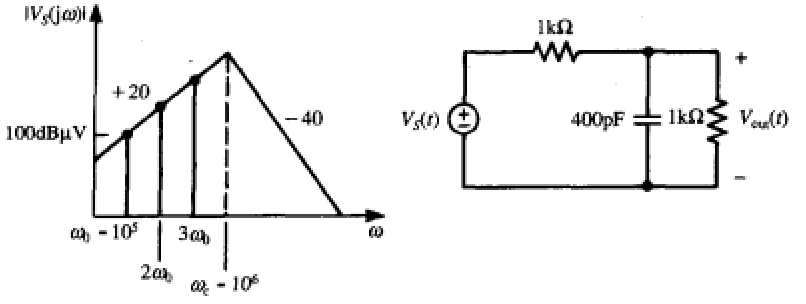


图　P3.2.3

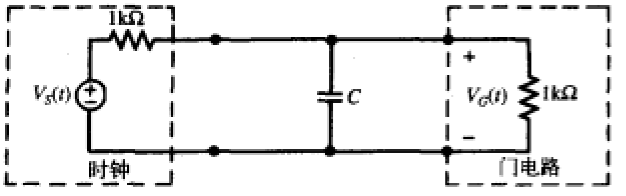


图　P3.2.4

3.2.5　一个具有10Ω内阻的10MHz时钟振荡器，它的开路波形是50%占空比，上升/下降时间为2ns的梯形脉冲串。在时钟振荡器的输出端接入一个电容器（理想电容器）可以使第5次谐波的输出电压下降10dB，求此电容器的值。[955pF]如果开路电压从0变到5V，估算第5次谐波电平。[105.93dBμV]

3.2.6　如图P3.2.6所示，方波电流源与有关电路相连。求用$i(t)=\sum_{n=1}^{7} I_n\sin(n\omega_0 t+\theta_n)$的形式表示的电流$i(t)$。[$I_0=2.5$, $I_1=0.5$，$\theta_1=-80.96^\circ$, $I_2=0$，$I_3=0.0562$, $\theta_3=-86.96^\circ$, $I_4=0$, $I_5=0.0203$, $\theta_5=-88.17^\circ$, $I_6=0$, $I_7=0.0103$，$\theta_7=-88.7^\circ$]

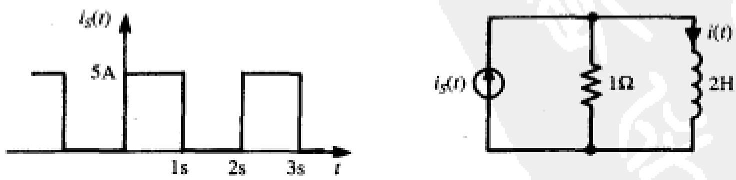


图　P3.2.6

3.2.7　一个5MHz，5V，占空比30%，$\tau_r=\tau_f=15$ns的梯形波具有如图P3.2.7所示的频谱边界，求A，f_1和f_2。[$A=129.54$dBμV，$f_1=5.305$MHz，$f_2=21.221$MHz]求基波，第3次，第5次，第7次和第9次谐波的电平，给出精确解和插值解。[(128.14dBμV(129.54)，123.28dBμV(124.04), (109.58dBμV(120.51)，112.07dBμV(118.02)，113.97dBμV(114.65)]

3.2.8　证明：当占空比在0到100%之间变化时，图3-25所示的0dB/10倍频与−20dB/10倍频的断点$1/\pi\tau$总是在−20dB/10倍频与−40dB/10倍频的断点$1/\pi\tau_r$之前。

3.2.9　对于如图3-26a所示的振铃波形，求在振铃频率上由方波上的振铃所导致的频谱

的增加（dB），$\alpha = 5\times10^6$，f_r=30MHz，K=0.5，V_0=5。[9.2dB]

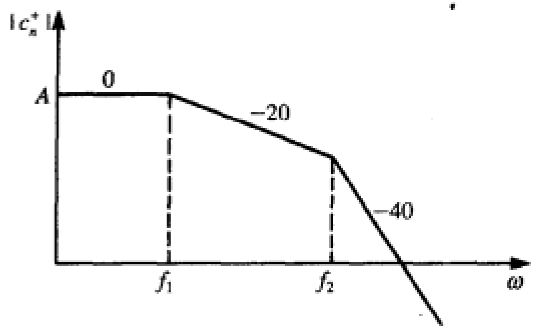


图　P3.2.7

3.3　频谱分析仪

3.3.1　求如表3-3所示的电平，该电平给出了当两个电平不同的信号落入频谱分析仪的带宽中时，频谱分析仪显示的频谱电平的增加。

3.4　非周期波形的表示

3.4.1　表示核爆炸引起的电磁脉冲（EMP）常用的时域波形是双指数脉冲，即

$$x(t)=\frac{1}{(\beta-\alpha)}(e^{-\alpha t}-e^{-\beta t})$$

174 求该脉冲的傅里叶变换。

$$\left[\frac{1}{\{\alpha\beta+j(\alpha+\beta)\omega-\omega^2\}}\right]$$

3.4.2　求3.1.9题中一个周期内的波形所构成的脉冲的傅里叶变换。

$$\left[X(j\omega)=\frac{A}{j\omega}\left[e^{-j\omega\tau}-e^{-j\omega\sigma/2}\frac{\sin(\frac{1}{2}\omega\sigma)}{\frac{1}{2}\omega\sigma}\right]\right]$$

3.5　随机（数据）信号的表示

3.5.1　“随机电波”是这样一种函数，即假设在任意时刻出现0或1的概率是相等的，并且从一个值变为另一个是随机的。在时间间隔T内发生n次转换的概率由泊松分布给出：$P(n,T)=(aT)^n e^{-(aT/n!)}$，其中$\alpha$为单位时间内的平均转换次数，求出并画出自相关函数。$[R(\tau)=\frac{1}{4}(1+e^{-2a|\tau|})]$，求出并画出该波形的功率谱密度。

$$\left[G(f)=\frac{1}{4}\left\{\delta(f)+\frac{a}{(a^2+\pi^2f^2)}\right\}\right]$$

3.6　SPICE（PSPICE）在傅里叶分析中的应用

3.6.1　用PSPICE中的.FOURE函数验证题3.1.3所得到的展开式系数。

3.6.2 用PSPICE中的.FOUR函数验证题3.1.4所得到的展开式系数。

3.6.3 用PSPICE中的.FOUR函数验证题3.1.5所得到的展开式系数。

3.6.4 用PSPICE中的.FOUR函数验证题3.1.6所得到的展开式系数。

3.6.5 用PSPICE中的.FOUR函数验证题3.1.7所得到的展开式系数。

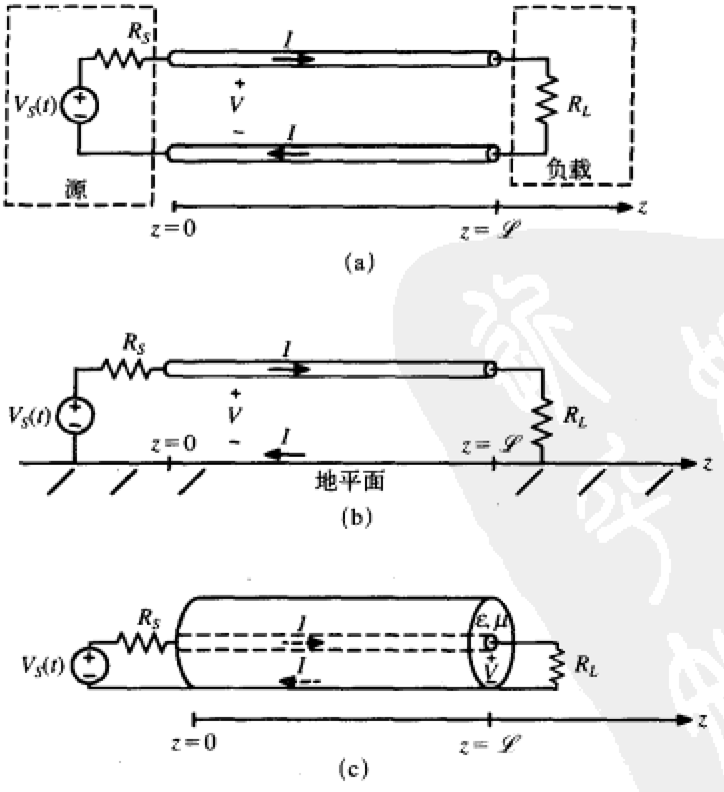
参考文献

1. C. R. Paul, *Analysis of Linear Circuits*, McGraw-Hill, New York, 1989.
2. C. D. McGillem and G. R. Cooper, *Continuous and Discrete Signal and System Analysis*, Holt, Rinehart and Winston, New York, 1974.
3. S. J. Mason and H. J. Zimmerman, *Electronic Circuits, Signals, and Systems*, Wiley, New York, 1960.
4. A. B. Carlson, *Communication Systems*, McGraw-Hill, New York, 1968.
5. C. R. Paul, *Fundamentals of Electric Circuit Analysis*, Wiley, New York, 2001.

175

第4章　传输线和信号完整性

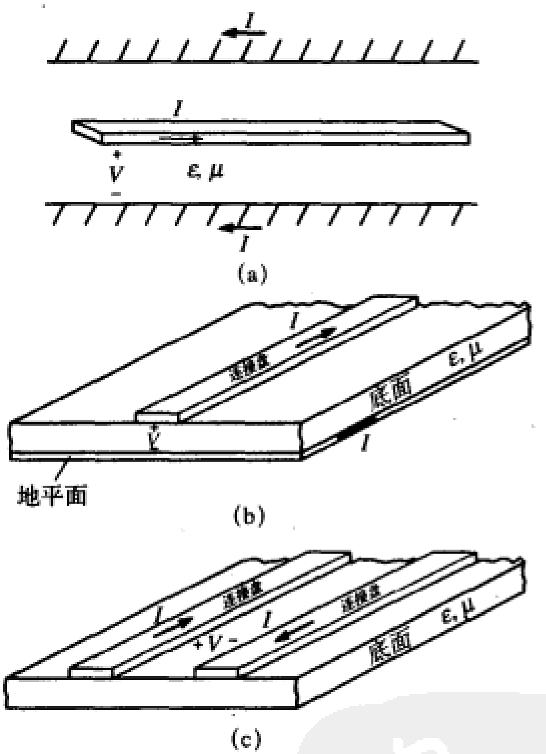
通过一对平行导体在两点之间传输数字和模拟信号，该平行导体就称为**传输线**。导体可以是横截面为圆形和圆柱形的导体。一些常见的导线型传输线如图4-1所示。图4-1a所示是双线传输线。源（数字逻辑门、探头、发射器）由开路电压$V_S(t)$和源电阻R_S构成的戴维南等效电路表示。代表输入，也可能由一逻辑门的负载用电阻R_L表示。开始研究的源和负载都是纯阻性的，后来扩展到动态终端，如电感、电容和非线性终端。如图4-1b所示为一根放置在“接地平面”上的导线，信号电流从地平面返回。如图4-1c所示同轴电缆是传输线的第三个常见例子。总的说来，圆形—圆柱形屏蔽层包围位于屏蔽层轴线上的内导体。这样，信号电流从屏蔽层的内表面返回（理想）。同轴电缆传输线内部充满了诸如特弗伦的介质，存在的基本问题是求解导体上的电流$I(z, t)$和两个导体之间的电压$V(z, t)$。导体经常平行于直角坐标系的z轴放置。传输线的电流和电压既依赖于时间t，也依赖于沿线位置z。



（a）双线传输线；（b）无限大接地平面上的单根导线；（c）同轴电缆

图4-1　典型的导线型传输线举例

图4-2给出了由矩形截面导体构成的一些典型的传输线。印制电路板（PCB）表面和里面具有的矩形截面导线通常被称为连接盘，位于PCB基板的凹槽中，以使其稳定。图4-2a所示为通常所指的微带线，代表了PCB内部的内层面。如图4-2b所示的结构为常见的微带线，典型的是具有内层面的PCB外表面上的连接盘。如图4-2c所示为没有内层面的“单面”或“双面”PCB。 178



(a) 连接盘（内层板）；(b) 微带线（内层板的外表面连接盘）；
(c) PCB（无内层板的电路板上的连接盘）

图4-2 典型印制电路板（PCB）结构的举例说明

在20世纪80年代中期，这种连接导线是无关紧要的。也就是，传输线输入端的电压和电流与输出端的电压和电流几乎是相同的。今天这种情况不再存在。时钟和数据速率的不断提高，看上去好像还没有止境，所以这些“互连”导线将极大地影响信号传输而不能被忽视。什么时候传输线的连接导线没有问题呢？这一章就是要致力于得到这个问题的答案。此外，还要研究消除导线对信号传输质量的影响的方法。所有这些都属于*信号完整性*的范畴。信号完整性就是保证传输线输入端和输出端的信号波形相同或近似相同。传输线使信号从一端传输到另一端。其中至关重要的是信号不被传输线所恶化。这就涉及系统及其与自身的电磁兼容性的第三个方面。

传输线的另一个重要影响是造成信号从一端传输到另一端的时延。人们发现传输线具有*传播速度*v，它表示信号从传输线的一端传输到另一端的速度。电流和电压通过传输线所需要的时间由时延给出，传输线的总长度为l： 179

$$T_D = \frac{\mathscr{L}}{v} \tag{4.1}$$

对于如图4-1a所示的平行线传输线和如图4-2b所示的接地平面上的单根导线，假设导线周围为自由空间。（实际导线周围具有介质绝缘层，但这里忽略这一点）因此，沿传输线传播的电压和电流的传播速度为$v_0 = 1/\sqrt{\mu_0\varepsilon_0} \cong 3\times10^8\,\text{m/s}$。所以，自由空间（基本上指空气）中的时延为3.33ns/m或33.3ps/cm或85ps/in或1ns/ft。对于如图4-1c所示的同轴电缆，内部填充电介质，所以传播速度相对于自由空间中的速度降低为$v = 1/\sqrt{\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r\mu_r} = v_0/\sqrt{\varepsilon_r}$——可以发现电介质是非铁磁性的，所以$\mu_r = 1$。填充特氟纶（$\varepsilon_r = 2.1$）的同轴电缆的传输速度为$v = 2.07\times10^8\text{m/s}$，所以时延为4.8ns/m或48.3ps/cm或122.7ps/in或1.47ns/ft。在如图4-2a所示的连接盘情况下，用于构成PCB的玻璃环氧树脂（FR-4）的$\varepsilon_r = 4.7$，所以时延为7.2ns/m、72.3ps/cm、183.6ps/in或2.2 ns/ft。在如图4-2b所示的微带线和如图4-2c所示的PCB的情况下，由于围绕连接盘的电场部分位于空气中，部分位于电介质中，所以传播速度的计算很复杂。通过计算空气的相对介电常数$\varepsilon_r = 1$和玻璃环氧树脂的介电常数$\varepsilon_r = 4.7$的平均值$\varepsilon_r' = ((1+4.7)/2) = 2.85$来求得有效介电常数，就可以估算出传播速度。（这将在后面求解精确有效的介电常数时作进一步的详细讨论）所以在这些结构中的传播速度近似为$v = v_0/\sqrt{\varepsilon_r'} = 1.777\times10^8\,\text{m/s}$。因此，在这些结构中的时延为5.6 ns/m、56.3ps/cm、143ps/in或1.7ns/ft。除非现在时钟的上升/下降时间达到皮秒数量级（1ns＝1 000ps~500ps或者更低），否则，这些时延看上去是没有影响的。例如：一条6in长的连接盘会使总的时延达到1.1ns。在20世纪80年代中期左右，唯一有影响的时延是信号通过门电路时的时延，由于相互连接产生的时延没有什么影响。但是现在和将来互连线的时延都必须要考虑。

由互连线产生的另一个问题是反射。传输线的第二个特性参数是它的特性阻抗Z_C。对一根典型的同轴电缆RG58U，它的特性阻抗为50Ω。正如第1章所讨论的，如果$R_L = R_C$，那么，在负载端就不会发生反射，而如果传输线不匹配，也就是说，$R_L \neq R_C$，那么将有部分到达负载端的信号反射回源端。这种不匹配传输线上的反射现象是导致信号完整性降级的主要因素。读者需要花费大量的时间学习怎样消除它的影响。

180

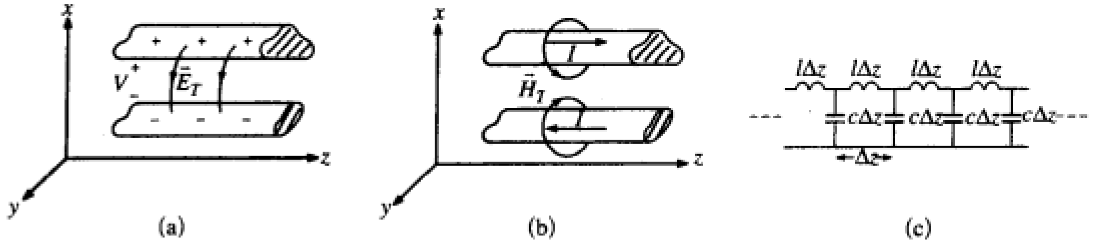
4.1 传输线方程

考虑如图4-3所示常用的双导线传输线，其中导线与z轴平行放置。如图4-3a所示，如果在两根导线之间加上电压V，那么导线上就会存储电荷，从而产生电场$\vec{E}_T$，位于横截面内或xy面内。由于双导线使电荷分离，所以这意味着传输线具有每单位长度的电容为cF/m。现在假设有电流I沿上面的导线向右流动，从下面的导线“返回”，如图4-3b所示。这个电流也会产生位于横截面或xy面内的磁场$\vec{H}_T$。该磁场通过两导线之间的环路，意味着传输线每单位长度的电感为lH/m。这意味着传输线可以用由电感和电容所构成的分布参数电路来建模，如图4-3c所示。注意长度为Δz的传输线的总电感和电容等于单位长度的电感电容乘以这部分的长度，为$l\Delta z$和$c\Delta z$。

181

传输线除了电感和电容外还有损耗。导线具有有限的非零电阻，导线周围的介质有损耗。通常，这些代表了二次效应，可以忽略不计。当频率达到GHz范围时，导线的阻抗由于集肤效应而显得十分重要。我们将在4.5节讨论损耗的影响。

传输线可以被看成这样的等效电路是很重要的一点。如果脉冲加在传输线的左端，那么它就会给第一个电容充电并在第一个电感处储存能量。当脉冲移动到导线的右端时，它就会通过第一个电容放电并在第一个电感处释放能量，然后给下一个电容充电，在下一个电感中储存能量，以此类推。因此电压和电流波（和与它们有关的横向电场和磁场）将以速度v沿着传输线传播。由于需要花费一定的时间储存和释放这些元件中的能量，所以波在传输线中传播也会消耗有限的、非零的时间，这就会导致时延，总长为$\mathscr{L}$的导线的时延为$T_D=\mathscr{L}/v$。



（a）由导线之间的电压产生电场；（b）由导线中的电流产生磁场；
（c）用单位长度电感l和单位长度电容c组成的分布参数电路模型代替传输线

图4-3 双导线传输线模型

182

考虑如图4-4所示的长度为Δz的传输线，传输线上的电压和电流是时间t和位置z的函数。沿外部环路写出基尔霍夫电压定律为：

$$V(z+\Delta z,t)-V(z,t)=-l\,\Delta z\frac{\partial I(z,t)}{\partial t}$$

方程两边都除以Δz，并令$\Delta z\to 0$取极限，得

$$\left.\frac{V(z+\Delta z,t)-V(z,t)}{\Delta z}\right|_{\lim \Delta z\to 0}=\frac{\partial V(z,t)}{\partial z}$$

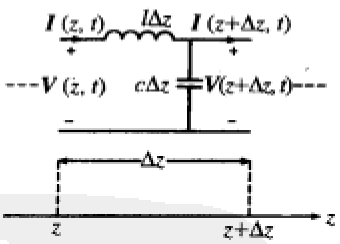


图4-4 单位长度传输线的等效电路

得到第一个传输线方程：

$$\frac{\partial V(z,t)}{\partial z}=-l\frac{\partial I(z,t)}{\partial t} \tag{4.2a}$$

类似地，在电容的上节点处写出基尔霍夫电流定律，为：

$$I(z+\Delta z,t)-I(z,t)=-c\,\Delta z\frac{\partial V(z+\Delta z,t)}{\partial t}$$

方程两边都除以Δz，并令$\Delta z\to 0$取极限，得

$$\left.\frac{I(z+\Delta z,t)-I(z,t)}{\Delta z}\right|_{\lim \Delta z\to 0}=\frac{\partial I(z,t)}{\partial z}$$

得到第二个传输线方程：

$$\frac{\partial I(z,t)}{\partial z}=-c\frac{\partial V(z,t)}{\partial t} \tag{4.2b}$$

方程（4.2a）和（4.2b）称为传输线方程。可观察到这两个方程是对偶的，它们都包含有V和I。可以对这两个方程去耦，例如，将式（4.2a）对z取微分，得

$$\frac{\partial^2 V(z,t)}{\partial z^2} = -l\frac{\partial^2 I(z,t)}{\partial t\,\partial z}$$

将式（4.2b）对t取微分，得

$$\frac{\partial^2 I(z,t)}{\partial z\,\partial t} = -c\frac{\partial^2 V(z,t)}{\partial t^2}$$

将第二个方程代入第一个方程，得到第一个非耦合方程：

$$\frac{\partial^2 V(z,t)}{\partial z^2} = lc\frac{\partial^2 V(z,t)}{\partial t^2} \tag{4.3a}$$

将式（4.2b）对z取微分，将式（4.2a）对t取微分，得到第二个非耦合方程：

$$\frac{\partial^2 I(z,t)}{\partial z^2} = lc\frac{\partial^2 I(z,t)}{\partial t^2} \tag{4.3b}$$

在4.2节中将讨论典型传输线的重要的单位长度电容和电感参数，并针对不同的源和不同的负载求解上面的传输线方程。 183

4.2 单位长度的电参数

上面所述的传输线方程中包含单位长度的电容c(F/m)和电感l(H/m)参数。有关传输线的所有结构信息，如导线的类型、导线半径和区分一条导线和另一条导线的导线间隔都包含在这两个参数中了。因此，如果想求解一个具体问题，就必须能计算出具体传输线的c和l。

传输线中的传播模式为横电磁波（TEM）模式，所以横向的电场和磁场沿z轴方向传播。如果在横截面内写出法拉第定律（见附录B），则有

$$\oint_{C_{xy}} \vec{E}_T \cdot \vec{dl} = -\frac{d}{dt}\int_{S_{xy}} \mu\vec{H}_z \cdot \vec{ds} = 0 \tag{4.4}$$

其中，S_{xy}为位于横截面内或xy面内的（平滑）表面，C_{xy}为包围该表面的闭合曲线，也位于横向的xy内。方程右边等于零是因为场为TEM波，也就是没有z方向或轴向的分量：$E_z=H_z=0$。但这类似于静电场或直流场的情况（见附录B的B.7节）。

因此，尽管场是随时间变化的，我们仍可以唯一定义两导线之间的电压。这意味着可以利用直流场的计算方法来计算每单位长度的电容c，即使场是随时间而变化的。对于如图4-1和4-2所示的一大类结构，有很多静态场的计算程序，可以通过求解拉普拉斯方程来得到c。虽然也可以通过精确公式来求得如图4-1所示的线性传输线的电容c，但无法用同样的方法来求解如图4-2所示的矩形横截面（尽管有近似公式）。因此，这些数值计算软件包主要用来计算矩形横截面导线的电容c。类似地，写出横截面上安培定律：

$$\oint_{C_{xy}} \vec{H}_T \cdot \vec{dl} = I + \frac{d}{dt}\int_{S_{xy}} \varepsilon\vec{E}_z \cdot \vec{ds} = I \tag{4.5}$$

其中，S_{xy}仍为位于横截面内或xy面内的（光滑）表面，C_{xy}为包围这个表面的闭合曲线，也在横向的xy面内。方程右边为两个电流之和，传导电流I和由z方向电场产生的位移电流。但是，由于场为TEM结构，所以穿过封闭曲线和表面的位移电流为零，也就是没有z方向或轴向的分量：$E_z=H_z=0$。这类次于静电场或直流场的情况（见附录B的B.7节）。尽管场是随时间变化的，仍可以唯一地定义在每条导线上流动的电流。这意味着可以利

用直流场的计算方法来计算每单位长度的电感l，即使场是随时间而变化的。 [184]

这个结果由于只涉及静态场而使c和l的计算得到简化。从上述也可得到，如果两导线周围的媒质是均匀的，意味着介电常数ε和磁导率μ处处相同，那么c和l关系为：

$$lc=\mu\varepsilon \quad （周围的均匀媒质） \tag{4.6}$$

图4-1中的线性传输线如图4-2中的连接盘一样，处于均匀的媒质中。从逻辑上说，图4-1a中的双导线和图4-1b中接地平面上的单导线的周围媒质是自由空间（通常忽略导线的电介质绝缘层，否则只能得到非均匀的媒质）。对如图4-1c所示的同轴电缆，电场限于屏蔽层的内部，其特性参数为$\varepsilon=\varepsilon_r\varepsilon_0$，$\mu=\mu_0$。（注意到电介质是非铁磁性的，所以$\mu_r=1$。）对于图4-2a中的连接盘，连接盘位于PCB上，PCB的材料为玻璃环氧树脂（FR—4），$\varepsilon_r=4.7$。所有这些情况均为均匀媒质，传输线上的传播速度为：

$$v=\frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}}=\frac{v_0=3\times10^8}{\sqrt{\varepsilon_r}} \tag{4.7}$$

因此，只需求解c和l，因为由式（4.6）和式（4.7），得

$$l=\frac{1}{cv^2} \tag{4.8a}$$

和

$$c=\frac{1}{lv^2} \tag{4.8b}$$

大多数计算程序包直接通过求解拉普拉斯方程来得到c，然后由式（4.8a）得到l。（见附录B，B7.2节）。

对于类似于图4-2b所示的微带线和图4-2c所示的PCB这种非均匀的媒质情况，上述关系式不再适用。然而，对于这种情况，可以求解有效相对介电常数ε_r'，因此，如果非均匀媒质可用具有有效相对介电常数为ε_r'的均匀媒质来代替，这样传输线的特性就不会发生变化。在这种情况下，可以得到

$$lc=\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r' \tag{4.9a}$$

$$v=\frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r'}}=\frac{v_0=3\times10^8}{\sqrt{\varepsilon_r'}} \tag{4.9b}$$

式（4.8）对于这样的传播速度仍然成立。 [185]

4.2.1 导线型传输线结构

考虑如图4-1a所示的双线传输线，横向磁场$\vec{H}_T$导致传输线每单位长度的电感。图4-5所示为载流导线内部和外部的磁场强度。导线内部的磁场产生内电感，导线外部的磁场产生外电感。外电感比内电感大得多，因此，每单位长度电感l近似等于外电感。横向电场$\vec{E}_T$导致传输线每单位长度电容。 [186]

对如图4-1所示的3种传输线形式，在均匀媒质中，均可推导出单位长度的外电感和电容的闭合公式形式。与导线（圆柱形导体）有关的电感和电容的推导依赖于以下两个基本问题。如图4-5所示的绝缘载流导线，以下结果隐含的一个重要假设是，电流沿导线表面均匀分布。如果用另一根载流导线靠近该导线，那么两根导线的磁场就会相互影

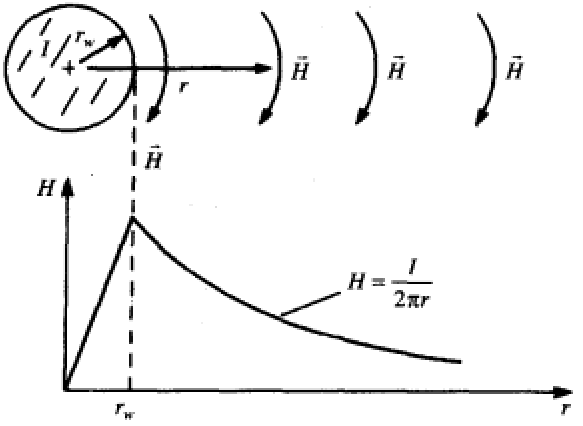


图4-5　载流导线周围的磁场

响，使得导线上的电流分布不均匀；在两导线相对的两个面上电流密度最大，这称为邻近效应，以下结果中忽略了这种效应。假设沿导体外表面的电流分布是均匀的，其对称性表明，磁场强度矢量 $\vec{H}_T$ 与导线轴向垂直，并且根据右手螺旋定则在与导线同轴、半径一定的圆柱面内是一常数。由在附录B中讨论的安培定律可以很容易地推得该磁场的方程。记住，由于目前所讨论的是静态（直流）场的问题，所以可以省略安培定律中的位移电流一项，于是得到式（4.5）给出的静态场情况下的安培定律表达式：

$$\oint_C \vec{H}_T \cdot d\vec{l} = I_{\text{enclosed}} \tag{4.10}$$

选择与距离导线的径向距离为r的一条积分曲线c，可以观察到，由于对称性，磁场与积分曲线相切，因此点积可用普通乘积来代替，并可去掉矢量符号。而且更进一步，从对称性还可以明显地发现，半径一定的积分路径的所有点上的磁场都相等，故可以从积分号中移出来，从而，式（4.10）中的安培定律简化为：

$$H_T = \frac{I}{\oint_C dl} = \frac{I}{2\pi r} \tag{4.11}$$

其中，H_T的方向沿导线的同心圆方向。横向的磁通密度矢量可由 $\vec{B}_T = \mu_0 \vec{H}_T$ 来求得，其中，假定了周围的媒质不是铁磁性的媒质。第一个基本问题是确定导线外部沿导线方向穿过单位长度表面积S的总磁通ψ_m。S位于距导线的径向距离为R_1和R_2的两个同心圆之间，如图4-6a所示。ψ_m可由磁通密度矢量在S面上的积分来得到：

187

$$\psi_m = \int_S \vec{B}_T \cdot d\vec{s} = \int_{S_1} \vec{B}_T \cdot d\vec{s} + \underbrace{\int_{S_2} \vec{B}_T \cdot d\vec{s}}_{0} + \underbrace{\int_{S_{\text{end}}} \vec{B}_T \cdot d\vec{s}}_{0} = \int_{r=R_1}^{R_2} \frac{\mu_0 I}{2\pi r}\, dr = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) \quad R_2 > R_1 \tag{4.12}$$

这个简单的结果很容易看到。不失一般性，面S倾斜放置如图4-6a所示。现在有一个闭合的楔形曲面，它由刚才的记作S的曲面和图4-6b中给出的带有底面的其他两个曲面构成。面S_1是从半径R_1处快速向外移动至半径R_2处所形成的平坦平面。面S_2是从已形成的面S_1的边缘沿固定的径向距离R_2移动到距导线的径向距离为R_2处的面S的边缘而形

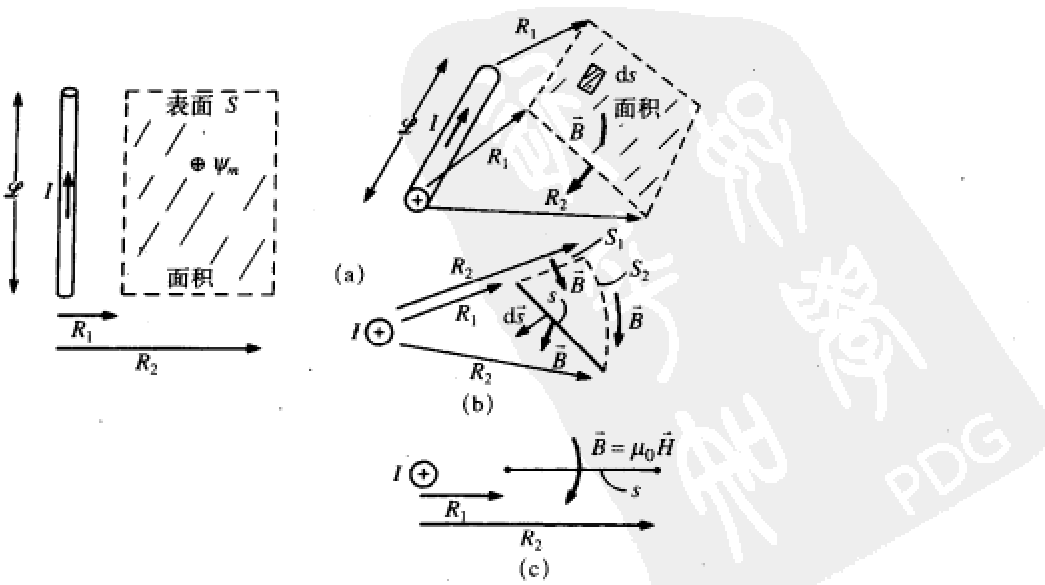
188

成的。这些类似楔形的表面连同两底面构成了一个应用高斯定理的闭合曲面。离开闭合曲面的总磁通为零，即无论流入闭合曲面的磁通是多少，最后必然要流出该曲面。磁通矢量的方向与该闭合曲面的底面平行，因此，没有净通量通过底面从闭合曲面流出。磁通矢量方向也与面S_2相切（曲面位于距离导线的径向距离为R_2处），所以也没有磁通流入或流出该表面。因此，穿过面S_1的磁通必然也要从面S穿过。因此，穿过如图4-6a所示的最初的（倾斜）开放面S的总磁通量与穿过如图4-6c所示的面S（非倾斜）的总磁通量相等。这个重要的结论大大简化了穿过原始的（倾斜）面S的通量的求解。求解非倾斜面的式（4.12）可以给出所希望的结果。注意，最终穿过表面的通量的方向是很重要的。磁场方向由右手定则决定。对于$R_2>R_1$的情况，穿过表面的通量方向如图4-6a所示，因此，式（4.12）给出的ψ_m是正值。建议读者记住并理解式（4.12）的结果以及穿过表面的通量方向，因为它们可用于许多场合。这是一个基本结论，将用来导出多导体传输线的单位长度参数。

第二个基本问题涉及由单位长度分布电荷为q C/m的导线上电荷沿导线均匀分布所引起的两点之间的电压，如图4-7a所示。与前面推导的情况相仿，在下面的结果中隐含的一个重要假设就是电荷在导线表面上均匀分布。如果把另一根载流导线靠近该导线，那么由两线上的电荷分布所产生的场之间的相互作用，会导致导线相对两侧的面电荷分布达到最大。这也称为邻近效应，在下面的结果中将忽略这一效应。假定导线周围的媒质是自由空间，$\varepsilon=\varepsilon_0\cong 1/36\pi\times10^{-9}$F/m。由于对称性，由该电荷分布所产生的电场$\vec{E}_T$的方向与导线轴向垂直并沿导线径向向外，在距导线相同距离处的场强相等。可利用高斯定律得到电场场强：

$$\oint_S \varepsilon_0 \vec{E}_T \cdot \vec{ds} = Q_{\text{enclosed}} \tag{4.13}$$

189



（a）几何尺寸；（b）高斯定理的应用；（c）等效的简化问题

图4-6 求解表面电流产生的磁通举例

选择闭合面S为单位长度、半径为r的圆柱面，如图4-7b所示，导线在其轴线上，同时，发现电场与圆柱底面平行。因此，对在两底面上所应用的高斯定理没有贡献。所以，可以仅在圆柱的侧面上计算式（4.13）。由于侧面上的电场与圆柱侧面垂直，所以点积可以和矢量符号一起去掉。类似地，由于对称性，电场在该表面的所有点上都相同，故可从积分号中移出来，成为：

190

$$E_T = \frac{q\times 1\,\mathrm{m}}{\varepsilon_0 \oint_S \mathrm{d}s} = \frac{q}{2\pi\varepsilon_0 r} \tag{4.14}$$

其中，电场方向沿径向方向。现在希望得到如图4-8a所示的距导线的径向距离为R_1和R_2的两点之间的电压，该电压与从点a到点b的线积分有关，点a在较大的距离R_2处，点b在较小的距离R_1处，结果为：

$$V = -\int_C \vec{E}_T\cdot\vec{\mathrm{d}l} = -\int_{C_1}\vec{E}_T\cdot\vec{\mathrm{d}l} - \underbrace{\int_{C_2}\vec{E}_T\cdot\vec{\mathrm{d}l}}_{0} = -\int_{r=R_2}^{R_1}\frac{q}{2\pi\varepsilon_0 r}\,\mathrm{d}r = \frac{q}{2\pi\varepsilon_0}\ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)\quad R_2 > R_1 \tag{4.15}$$

这个简单的结果与在式（4.15）中进行积分时所选取的积分曲线有关。选择沿如图4-8b所示的两条曲线C_1和C_2进行积分，而不是沿着a、b两点之间的一般曲线进行积分。由于对称性，电场垂直于曲线C_2。C_2距离导线的径向距离为常数R_2，所以沿等位线的积分对积分没有贡献。因此，仅仅通过沿径向从距离R_2到R_1处积分就能得到该电压。观察发现，靠近带正电荷的导线的那点电压较高。这是合理的，因为电压就是在两点之间移动一个单位正电荷所做的功。在这种情况下，由于导线带正电荷且$R_2>R_1$，所以电压就是把单

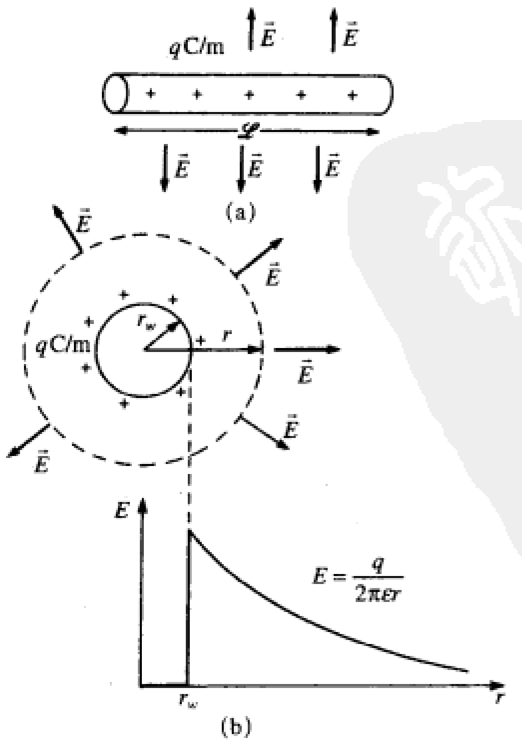
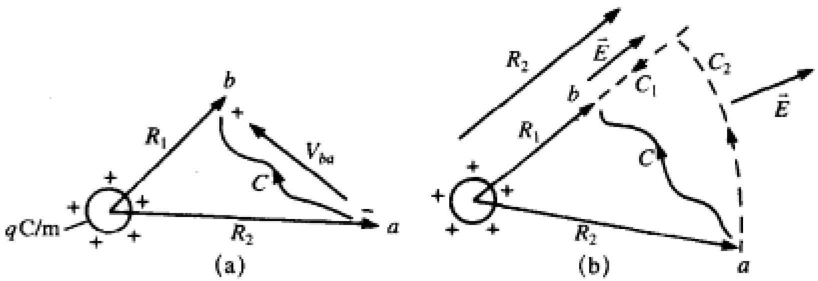


图4-7 带电导线周围的电场

位正电荷从R_2移动到R_1所做的功。因此，较近的点就具有较高的电势。式（4.15）证明了这一点。记住式（4.15）给出的基本结果，并对结果进行简单的检验是很重要的。因为这一结果适用于很多情况。同时也要注意式（4.15）和式（4.12）给出的结果的相同之处。 191

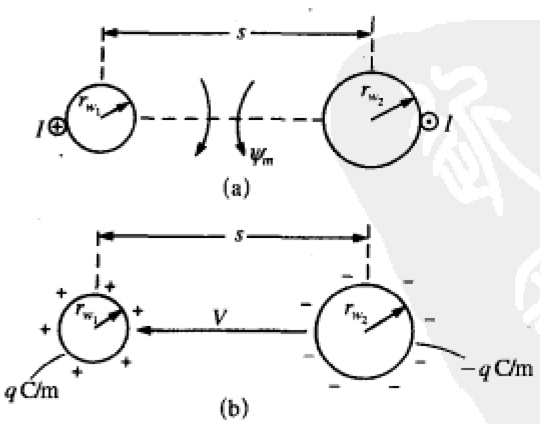


（a）几何尺寸；（b）等效的简单问题

图4-8 求解两点之间的电压举例

上述两个基本问题及其结论使得能够直接推导出图4-1所示结构的单位长度的参数。首先考虑如图4-1a所示的双线传输线。假定一根导线上流有电流I，指向纸面内，另一根导线上流有相同大小的电流，但方向是指向纸面外。一根导线的半径记为r_{w1}，另一根导线的半径记为r_{w2}。如果两根导线之间的间距为s，则两根导线之间的总磁通可由图4-9a利用式（4.12）得到：

$$\psi_m=\frac{\mu_0 I}{2\pi}\ln\left(\frac{s-r_{w2}}{r_{w1}}\right)+\frac{\mu_0 I}{2\pi}\ln\left(\frac{s-r_{w1}}{r_{w2}}\right)=\frac{\mu_0 I}{2\pi}\ln\left[\frac{(s-r_{w2})(s-r_{w1})}{r_{w2}r_{w1}}\right] \tag{4.16}$$



（a）电感；（b）电容

图4-9 双线传输线单位长度参数的求解 192

为了利用式（4.12）给出的基本结果，每根导线上的电流必须在导线表面均匀分布。这本质上要求两导线之间的间距要大[1]。因此，式（4.16）中隐含的要求是$S>>r_{w2}$，r_{w1}，所以该结果可简化为：

$$\psi_m = \frac{\mu_0 I}{2\pi}\ln\left(\frac{s^2}{r_{w2}r_{w1}}\right) \qquad s \gg r_{w1}, r_{w2} \tag{4.17}$$

通常，如果两根导线之间的间距与导线半径之比大于5，即$S/r_{w1}>5$，$S/r_{w2}>5$，则式（4.17）的精确度约在3%之内[1]，单位长度的外电感定义为穿过导线之间单位面积的磁通，利用式（4.17），得

$$l = \frac{\psi_m}{I} = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{s^2}{r_{w2}r_{w1}}\right) \qquad s \gg r_{w1}, r_{w2} \tag{4.18}$$

一般来说，两根导线的半径相同，对这种情况式（4.18）的结果变为：

$$l = \frac{\mu_0}{\pi}\ln\left(\frac{s}{r_w}\right) = 0.4\ln\left(\frac{s}{r_w}\right) = 10.16\ln\left(\frac{s}{r_w}\right) \qquad r_{w1} = r_{w2} = r_w \tag{4.19}$$

尽管这一结果给出了对相距较远的导线的合理近似，但在参考文献[1]中导出的精确结果为：

$$l = \frac{\mu_0}{\pi}\cosh^{-1}\left(\frac{s}{2r_w}\right) = \frac{\mu_0}{\pi}\ln\left[\frac{s}{2r_w} + \sqrt{\left(\frac{s}{2r_w}\right)^2 - 1}\right] \tag{4.20}$$

其中，$\cosh^{-1}x = \ln[x + \sqrt{x^2 - 1}]$。当$x>>1$时，$\cosh^{-1}x \cong \ln(2x)$。对于间隔与导线半径之比为$S/r_w=4$的传输线，式（4.19）给出的近似结果比式（4.20）给出的精确结果大 5%。

193

下一个需要求解的双线传输线的单位长度分布参数是电容。它可以利用由式（4.8b）得到的单位长度电感和由式（4.20）得到的单位长度电感的精确值得到，为：

$$c = \frac{\mu_0\varepsilon_0}{l} = \frac{1}{v_0^2 l} = \frac{\pi\varepsilon_0}{\cosh^{-1}(s/2r_w)} \tag{4.21}$$

如果导线的间距与半径之比足够大，使得导线表面上的电荷分布基本上是相同的。那么式（4.21）可以简化为：

$$c \cong \frac{\pi\varepsilon_0}{\ln(s/r_w)} \qquad s > r_w \tag{4.22}$$

这一近似结果可利用上述第二个基本问题的求解结果导出，即式（4.15）给出的带电导线两点之间的电压。为了利用该结果，导线表面的电荷分布必须是均匀的，这样必须消除邻近效应并考虑间距较大的导线。半径分别为r_{w1}和r_{w2}、间距为s的两根导线，如图4-9b所示。根据式（4.15），可得两导线之间的电压为：

$$\begin{aligned} V &= \frac{q}{2\pi\varepsilon_0}\ln\left(\frac{s - r_{w2}}{r_{w1}}\right) + \frac{q}{2\pi\varepsilon_0}\ln\left(\frac{s - r_{w1}}{r_{w2}}\right) \\ &= \frac{q}{2\pi\varepsilon_0}\ln\left[\frac{(s - r_{w2})(s - r_{w1})}{r_{w2}r_{w1}}\right] \\ &\cong \frac{q}{2\pi\varepsilon_0}\ln\left(\frac{s^2}{r_{w2}r_{w1}}\right) \end{aligned} \tag{4.23}$$

对于相同半径的导线，式（4.23）可简化为：

194

$$V = \frac{q}{\pi\varepsilon_0}\ln\left(\frac{s}{r_w}\right) \qquad r_{w1} = r_{w2} = r_w \tag{4.24}$$

单位长度的分布电容是单位长度电荷与两线间电压的比值：

$$c = \frac{q}{V} = \frac{\pi\varepsilon_0}{\ln(s/r_w)} = \frac{27.78}{\ln(s/r_w)} = \frac{0.706}{\ln(s/r_w)} \tag{4.25}$$

复习题4.1 求由两根间距为50mil的#287×36（r_w=7.5mil）的导线构成的双线带状电缆传输线的单位长度电感和电容的精确值和近似值，并求导线间距与导线半径之比。

答案：精确解：0.75 μH/m = 19.04 nH/in， 14.82 pF/m = 0.3765 pF/in。近似解为：0.759 μH/m = 19.27 nH/in， 14.64 pF/m = 0.372 pF/in 。导线间距与导线半径之比为6.7。

对于图4-1b所示的放置于地平面上的单根导线的情况，其单位长度的外部参数可利用镜像法[1, 2]很容易地从平行双线的结果推导而来。首先考虑单位长度的电容。导线距地平面高度为h，地面可用导线的镜像来代替，如图4-10所示。从这里可以看出，所求的导线与地平面之间的电容是相距为2h的两根导线之间的电容的2倍，这是因为电容串联类似于电阻并联。因此，利用前面的结果，得

$$c = \frac{2\pi\varepsilon_0}{\cosh^{-1}(h/r_w)} \tag{4.26}$$

195

对于距地平面的距离足够大的导线，此结果可简化为：

$$c \cong \frac{2\pi\varepsilon_0}{\ln(2h/r_w)} \qquad h \gg r_w \tag{4.27}$$

利用图4-8b和由式（4.26）求出的单位长度电容可导出单位长度的电感为：

$$l = \frac{\mu_0\varepsilon_0}{c} = \frac{\mu_0}{2\pi}\cosh^{-1}\left(\frac{h}{r_w}\right) \tag{4.28}$$

如果导线的间距相当大，则上式可简化为：

$$l \cong \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{2h}{r_w}\right) \qquad h \gg r_w \tag{4.29}$$

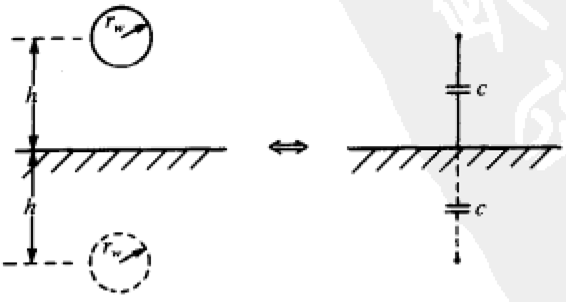


图4-10 利用镜像法求解地面上方的导线的单位长度电容

复习题4.2 求位于无限大地平面上方1cm处的半径为160mil的#20实心电缆单位长度的电感和电容的精确值和近似值，并求$2h/r_w$的比值。

答案：精确解为14.26 pF/m = 0.36 pF/in， 0.779 μH/m = 19.79 nH/in ，近似值为14.26 pF/m = 0.36 pF/in ， 0.779 μH/m = 19.79 nH/in ，比值 $2h/r_w = 49$。因此，近似值

和精确值相等。

对于图4-1所示的其余结构，如图4-1c中的同轴电缆，可用类似的方法导出[1, 2]。由于对称性，电场的方向沿导线径向，而磁场的方向则环绕导线，如图4-11a所示。对称性同时也表明，如果在内导体上放置单位长度正的分布电荷为qC/m，而在屏蔽层的内表面放置负的分布电荷为$-q$C/m，那么，不论导线半径r_w和屏蔽层的内径r_S是多少，最终沿这些导体表面的电荷分布都是均匀的。类似地，如果电流I沿内导体表面流入，沿屏蔽层内表面返回，那么这些电流沿导体表面也将是均匀分布的。换句话说，这种结构不存在邻近效应，因此，利用式（4.12）和式（4.15）给出的两个基本问题的结果可以很容易导出求解单位长度分布参数的精确等式。例如，横向的磁通密度是环绕导线方向的，可由式（4.11）导出为：

196

$$B_T = \mu_0 H_T = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \tag{4.30}$$

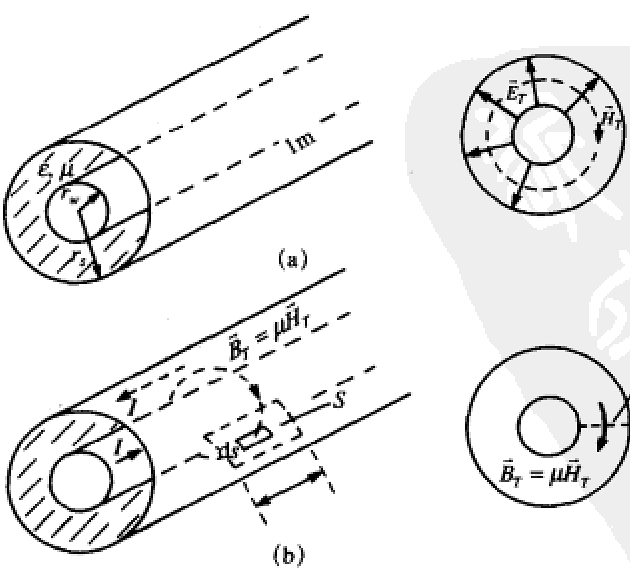
其中，屏蔽层内部的介质被假定为非铁磁性的，所以$\mu=\mu_0$。如图4-11b所示，可以通过计算穿过导线与屏蔽层内表面之间单位面积的总磁通来计算单位长度上的分布电感为：

197

$$\psi_m = \int_s \vec{B}_T \cdot \mathrm{d}\vec{s} = \int_{r=r_w}^{r_s} \frac{\mu_0 I}{2\pi r}\,\mathrm{d}r = \frac{\mu_0 I}{2\pi}\ln\left(\frac{r_s}{r_w}\right) \tag{4.31}$$

注意，这可以利用式（4.12）中给出的基本问题的求解结果来直接求得，因此单位长度的外部电感的精确值为：

$$l = \frac{\psi_m}{I} = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{r_s}{r_w}\right) = 0.2\ln\left(\frac{r_s}{r_w}\right) = 5.08\ln\left(\frac{r_s}{r_w}\right) \tag{4.32}$$



（a）横截面上场的对称性；（b）电感

图4-11　同轴电缆单位长度分布参数的求解

单位长度的电容可由式（4.14）中给出的基本结果求得：

$$E_T = \frac{q}{2\pi\varepsilon} \tag{4.33}$$

其中，屏蔽层内部介质的介电常数为ε，内导体与屏蔽层内表面之间的电压（假定导体具有较高电位）为：

$$V = -\int_{r_s}^{r_w} \vec{E}_T \cdot \vec{dl} = \frac{q}{2\pi\varepsilon}\ln\left(\frac{r_s}{r_w}\right) \tag{4.34}$$

所得到的单位长度电容为：

$$c = \frac{q}{V} = \frac{2\pi\varepsilon}{\ln(r_s/r_w)} = \frac{55.56\varepsilon_r}{\ln(r_s/r_w)} = \frac{1.4\varepsilon_r}{\ln(r_s/r_w)} \tag{4.35}$$

注意到

$$lc = \mu\varepsilon = \frac{\varepsilon_r}{v_0^2} \tag{4.36}$$

其中，屏蔽层内部的媒质是均匀的，其特性参数为$\mu = \mu_0$，$\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r$，$v_0 = 3 \times 10^8\ \mathrm{m/s}$。 [198]

复习题4.3 一种典型的同轴电缆RG58U，它由一根#20的实心导线（$r_w = 16\mathrm{mil}$）和内半径为58mil的编织屏蔽层构成，内部介质为聚乙烯（$\varepsilon_r = 2.3$）。求单位长度的电容和电感，以及作为光速百分比的传播速度。

答案：$0.2576\ \mu\mathrm{H/m} = 6.54\ \mathrm{nH/in}$ 。$99.2\ \mathrm{pF/m} = 2.52\ \mathrm{pF/in}$ ，66%。

4.2.2 印制电路板（PCB）结构

通常的印制电路板（PCB）结构如图4-3所示，其横截面如图4-12所示。比规定单位长度的电容c和电感l更常见的是规定传输线的一个重要特性参数——特性阻抗：

$$Z_C = \sqrt{\frac{l}{c}} \tag{4.37}$$

传输线的第二个基本参数是前面讨论过的传播速度。传播速度由下式给出：

$$v = \frac{1}{\sqrt{lc}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r'}} = \frac{v_0}{\sqrt{\varepsilon_r'}} \tag{4.38}$$

其中，ε_r'表示有效相对介电常数或有效介电常数。单位长度的电感和电容能根据特性阻抗和传播速度求得：

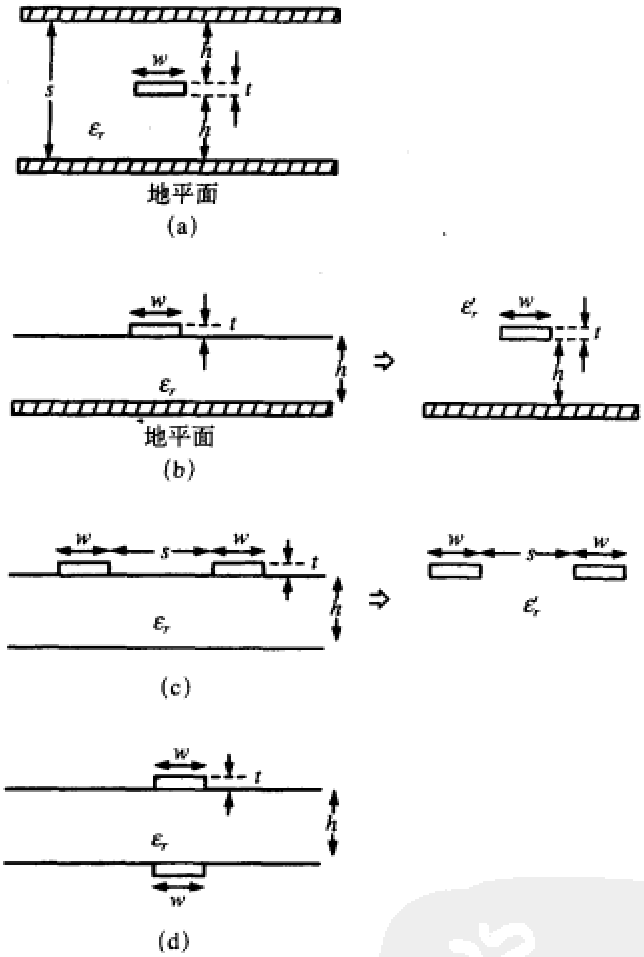
$$l = \frac{Z_C}{v} \tag{4.39a}$$

$$c = \frac{1}{vZ_C} \tag{4.39b}$$

[199]

一般地，精确的单位长度参数不能通过公式求得，但是能够通过公式获得近似的关系式。一些是通过保角映射得到的[7]，而另一些是通过数值计算的方法得到的。参考文献[3~9]中提供了下面的结论。

如图4-12a所示的连接盘位于均匀媒质中，因此，有效介电常数即为其实际介质的相对介电常数，$\varepsilon_r' = \varepsilon_r$。该结构体现了PCB上位于两内层面之间的走线，其特性阻抗由参考文献[3]给出，其中，假设连接盘的厚度为零，即$t = 0$：



（a）连接盘；（b）微带线；（c）由同侧连接盘构成的印制电路板（PCB I）；
（d）由两侧连接盘构成的印制电路板（PCB II）

200

图4-12　由矩形截面导体构成的传输线的横截面尺寸

$$Z_C = \frac{30\pi}{\sqrt{\varepsilon_r}} \frac{1}{\left[\frac{w_e}{s} + 0.441\right]} \tag{4.40a}$$

其中，中心导线的有效宽度为：

$$\frac{w_e}{s} = \begin{cases} \frac{w}{s} & \frac{w}{s} \geqslant 0.35 \\ \frac{w}{s} - \left(0.35 - \frac{w}{s}\right)^2 & \frac{w}{s} \leqslant 0.35 \end{cases} \tag{4.40b}$$

复习题4.4　求已知尺寸的连接盘的单位长度电容和电感。已知$s=20\text{mil}$，$w=5\text{mil}$，介电常数为$\varepsilon_r=4.7$。

答案：113.2pF/m＝2.88pF/in，0.461μH/m＝11.7nH/in。

如图4-12b所示的微带线具有一条宽为w、位于厚为h的板上的连接盘，该电路板的

相对介电常数为ε_r，接地平面在另一侧。这代表了PCB的外层和内层面。假设连接盘的厚度为零（$t=0$），其特性阻抗为：

$$Z_C=\begin{cases}\dfrac{60}{\sqrt{\varepsilon_r'}}\ln\left[\dfrac{8h}{w}+\dfrac{w}{4h}\right] & \dfrac{w}{h}<1\\ \dfrac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon_r'}}\left[\dfrac{w}{h}+1.393+0.667\ln\left(\dfrac{w}{h}+1.444\right)\right]^{-1} & \dfrac{w}{h}>1\end{cases} \tag{4.41a}$$

有效相对介电常数为：

$$\varepsilon_r'=\frac{\varepsilon_r+1}{2}+\frac{\varepsilon_r-1}{2}\frac{1}{\sqrt{1+10h/w}} \tag{4.41b}$$

201

该有效相对介电常数说明了电力线部分在基板电介质中而部分在空气中的事实。如果该非均匀媒质（空气和电介质）用有效相对介电常数为ε_r'的均匀媒质来代替，如图4-12b所示，那么所有的传输线参数保持不变。但是在均匀媒质的情况下分析和计算传播速度要容易的多，如式（4.38）。可以观察到，依赖于连接盘宽度与电路板厚度的相对关系，能得到一些极端的近似值：

$$\varepsilon_r'\cong\begin{cases}\varepsilon_r & h\ll w\\ \dfrac{\varepsilon_r+1}{2} & h\gg w\end{cases} \tag{4.41c}$$

第一个近似是连接盘的宽度远大于板的厚度。这样，大部分电场被限制在介质中。第二个近似是与板的厚度相比连接盘非常窄，以至于板中的电场和周围空气中的电场相等。因此也能得到一个更简单但更为近似的关系式[8]：

$$Z_C=\frac{87}{\sqrt{\varepsilon_r+1.41}}\ln\left(\frac{5.98h}{0.8w+t}\right) \tag{4.41d}$$

当连接盘的厚度与宽度之比满足$0.1\leqslant t/w\leqslant 0.8$时，该关系式是有效的。对于1oz的铜质连接盘，当$t=1.38$mil时，这一约束条件只要满足$1.725\text{mil}\leqslant w\leqslant 13.8\text{mil}$即可。对于一条具有$h=50$mil，$w=5$mil，$\varepsilon_r=4.7$的微带线，由式（4.41a）可得其特性阻抗为151Ω，而由式（4.41d）（$t=0$）可得其特性阻抗为151.8Ω。

复习题4.5 求一微带线的单位长度电容和电感，已知微带线的$h=50$mil，$w=5$mil，$\varepsilon_r=4.7$。

答案：38.46pF/m＝0.977pF/in，0.877μH/m＝22.3μH/in，有效相对介电常数为$\varepsilon_r'=3.034$。

如图4-12c所示的PCB I 结构中的两条宽为w的连接盘位于电路板的一侧，边缘到边缘的距离为s，这种结构被称为共面连接盘结构，代表了位于PCB两外表面上的两条连接盘。板的厚度为h，相对介电常数为ε_r。假设连接盘厚度为零（$t=0$），其特性阻抗为：

$$Z_C=\begin{cases}\dfrac{120}{\sqrt{\varepsilon_r'}}\ln\left(2\dfrac{1+\sqrt{k}}{1-\sqrt{k}}\right) & \dfrac{1}{\sqrt{2}}<k<1\\ \dfrac{377\pi}{\sqrt{\varepsilon_r'}\ln\left(2\dfrac{1+\sqrt{k'}}{1-\sqrt{k'}}\right)} & 0<k<\dfrac{1}{\sqrt{2}}\end{cases} \tag{4.42a}$$

202

其中，k等于

$$k = \frac{s}{s+2w} \tag{4.42b}$$

$k' = \sqrt{1-k^2}$。有效相对介电常数为：

$$\varepsilon_r' = \frac{\varepsilon_r + 1}{2}\left\{\tanh\left[0.775\ln\left(\frac{h}{w}\right) + 1.75\right] + \frac{kw}{h}[0.04 - 0.7k + 0.01(1-0.1\varepsilon_r)(0.25+k)]\right\} \tag{4.42c}$$

这再一次表明了电力线部分在空气而部分在基板电介质中的事实。如果该非均匀媒质（空气和电介质）用相对介电常数为ε_r'的均匀媒质来代替，如图4-12c所示，那么传输线所有的参数保持不变。

复习题4.6　求PCB I 结构的单位长度电容和电感，已知PCB I的$s=15\text{mil}$，$w=15\text{mil}$，$h=62\text{mil}$，$\varepsilon_r=4.7$。

答案：38.53pF/m＝0.979pF/in，0.804μH/m＝20.42μH/in。

如图4-12d所示的两条宽度相等的连接盘位于电路板的两侧，被称为PCB II 结构。在PCB中这种结构是不常见的，因为为了“电路板的布线”，位于板两侧的连接盘一般都相互垂直地布线。利用过孔从一层跳到另一层，可以避免布线的障碍。此时，给出特性阻抗为（$t=0$）[9]：

$$Z_C = \frac{377}{\sqrt{\varepsilon_r}\left\{\frac{w}{h} + 0.441 + \frac{\varepsilon_r+1}{2\pi\varepsilon_r}\left[\ln\left(\frac{w}{h}+0.94\right)+1.451\right] + 0.082\frac{\varepsilon_r - 1}{(\varepsilon_r)^2}\right\}} \quad \left(\frac{w}{h} > 1\right) \tag{4.43a}$$

和

203

$$Z_C = \frac{377\sqrt{2}}{\pi\sqrt{\varepsilon_r+1}}\left[\ln\left(\frac{4h}{w}\right) + \frac{1}{8}\left(\frac{w}{h}\right)^2 - \frac{1}{2}\frac{\varepsilon_r-1}{\varepsilon_r+1}\left(0.452 + \frac{0.242}{\varepsilon_r}\right)\right] \quad \left(\frac{w}{h} < 1\right) \tag{4.43b}$$

对于具有宽为$w=200\text{mil}$，厚为$h=62\text{mil}$的宽导体的玻璃环氧树脂电路板而言，从式（4.43a）可得其特性阻抗为$Z_C=40.05\Omega$。对于$w=200\text{mil}$，$s=62\text{mil}$，$h=62\text{mil}$的共面连接盘，由式（4.42a）可以计算出其特性阻抗为$Z_C=155.7\Omega$。这举例说明了位于电路板两侧宽连接盘对的特性阻抗要比位于电路板同一侧的连接盘的特性阻抗小（间距等于板的宽度）。用这种方式可以得到低阻抗配电电路。配电要求传输线具有低阻抗、高容抗以为了降低由于电源电流的突变而导致的电压降$L\mathrm{d}i/\mathrm{d}t$的影响。沿电源线的电压降会降低模块的直流电压，如5V，因而可能会导致逻辑错误。由于特性阻抗为$Z_C=\sqrt{l/c}$，低的Z_C代表低电感和/或高电容。因此，直流电源总是由基板（也许该基板不同于PCB的基板）另一侧的连接盘提供。

4.3　时域解（瞬态解）

传输线方程的时域解指的是传输线方程在未假定传输线激励源的时域形式的情况下的完全解。另一种有意义的解是在后面节中考虑的正弦稳态解或频域解，其中传输线的激励源的时域解被严格限定为正弦形式，而且假定正弦源加入的时间足够长，以至于瞬态分量已经衰减为零，只剩下正弦稳态分量。时域解经常被认为是“瞬态解”，这是用

词不当，因为时域解给出的完全解应是瞬态解加上稳态解。首先研究求解传输线电压的图解方法，这可以用来深入了解影响电压波形的因素。接下来研究利用SPICE（PSPICE）电路分析程序来进行计算的可能性。SPICE（PSPICE）程序并不提供像图解法一样的研究，但它可用来分析动态的非线性终端的传输线，而用图解法求解此类问题将相当繁杂。

4.3.1 图解

无耗传输线的方程以式（4.2）中的耦合一阶方程的形式和式（4.3）中的非耦合的二阶方程的形式给出，非耦合二阶方程的解为[1, 2]：

$$V(z,t) = V^{+}\left(t - \frac{z}{v}\right) + V^{-}\left(t + \frac{z}{v}\right) \tag{4.44a}$$

$$I(z,t) = \frac{1}{Z_C}V^{+}\left(t - \frac{z}{v}\right) - \frac{1}{Z_C}V^{-}\left(t + \frac{z}{v}\right) \tag{4.44b}$$

204

式中，Z_C是传输线的特性阻抗：

$$Z_C = \sqrt{\frac{l}{c}} = vl = \frac{1}{vc} \tag{4.45a}$$

特性阻抗Z_C是实数（不是复数），因此更确切地称为特性阻抗。“阻抗”是一个频域中的术语（相量），但这儿电压源的波形不一定是单频正弦波，它可以为任何形式的波形。然而，将Z_C称为特性阻抗已成为工业标准。所以，这里继续这样使用。传输线上波的传播速度为：

$$v = \frac{1}{\sqrt{lc}} = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \tag{4.45b}$$

其中，导体周围的媒质的特性参数为μ和ε。把这些结果应用到非均匀媒质中的传输线时，可以使用$\varepsilon=\varepsilon_0\varepsilon_r'$，而$\varepsilon_r'$为等效介电常数。式（4.44）给出的解的一般形式是用函数$V^{+}(t-z/v)$和$V^{-}(t+z/v)$的形式来表示的。这些函数的精确形式可以由激励源的时域函数$V_s(t)$来确定。然而，在这些函数中，时间和位置还是必须由关系式$t-z/v$和$t+z/v$来联系。函数V^{+}代表了沿$+z$方向传播的前向行波。这是非常清楚的，因为随着时间的增长，z也必须要增加，以保持函数的自变量为常数，也就是，为了追踪波上某一点的运动。类似地，函数V^{-}代表了沿$-z$方向传播的后向行波。因此，完全解由前向行波和后向行波构成。每一个波的电流与电压由特性阻抗联系起来：

$$I^{+}\left(t - \frac{z}{v}\right) = \frac{1}{Z_C}V^{+}\left(t - \frac{z}{v}\right) \tag{4.46a}$$

$$I^{-}\left(t + \frac{z}{v}\right) = -\frac{1}{Z_C}V^{-}\left(t + \frac{z}{v}\right) \tag{4.46b}$$

205

下面将考虑全长为$\mathscr{L}$的传输线。在负载端$z=\mathscr{L}$处的前向和后向行波由负载的反射系数联系起来[1, 2]：

$$\Gamma_L = \frac{V^{-}(t+\mathscr{L}/v)}{V^{+}(t-\mathscr{L}/v)} = \frac{R_L - Z_C}{R_L + Z_C} \tag{4.47}$$

因此，负载端的反射波可以利用反射系数从入射波得来：

$$V^-\left(t+\frac{\mathscr{L}}{v}\right)=\Gamma_L V^+\left(t-\frac{\mathscr{L}}{v}\right) \tag{4.48}$$

式（4.47）给出的反射系数仅适用于电压。电流反射系数可以通过把式（4.47）代入式（4.46）中推导出来，因此

$$I^-\left(t+\frac{\mathscr{L}}{v}\right)=-\Gamma_L I^+\left(t-\frac{\mathscr{L}}{v}\right) \tag{4.49}$$

可观察到电流反射系数是电压反射系数的负数。负载端反射波的不连续性如图4-13所示。反射过程可以看作为由镜面所产生的反射波V^-，即对V^+的复制并翻转。所有在V^-波形上的点都是V^+波形上的相应点乘以Γ_L。注意，负载上的总电压$V(\mathscr{L},t)$，是负载端在某一时刻所存在的各个波的总和，见式（4.44）。

现在考虑传输线在源端$z=0$的部分，如图4-14所示。当把源接入传输线时，可以断定前向波将沿传输线传播，此时不期望传输线上会出现后向行波直到开始的前向行波已经到达了负载端，时延为$T_D=\mathscr{L}/v$，因为入射波在没有到达负载端时就不会产生反射波。在负载端被反射的入射波部分将需要额外的时间T_D才能重新回到源端$z=0$处。因此，在$0<t<2\mathscr{L}/v$时，不会在$z=0$处出现反向行波，而在任意小于$2T_D$的时刻，$z=0$处的总电压和总电流也仅包含前向行波V^+和电流I^+。因此，

206

$$V(0,t)=V^+\left(t-\frac{0}{v}\right) \tag{4.50a}$$

$$I(0,t)=I^+\left(t-\frac{0}{v}\right)=\frac{V^+(t-0/v)}{Z_C}\qquad\left(0<t<\frac{2\mathscr{L}}{v}\right) \tag{4.50b}$$

由于在$0<t<2\mathscr{L}/v$的时刻，传输线上的总电压和总电流之比是Z_c，如式（4.50），所以在该时间段内，传输线看上去具有输入电阻Z_c，如图4-14b所示。因此，初始的前向行波电压和电流与电源电压的关系为：

207

$$V(0,t)=\frac{Z_C}{R_S+Z_C}V_S(t) \tag{4.51a}$$

$$I(0,t)=\frac{V_S(t)}{R_S+Z_C} \tag{4.51b}$$

初始波与电源电压的波形相同。

初始的电波向负载端传播，脉冲前沿到达负载端需要时间$T_D=\mathscr{L}/v$。当脉冲到达负载端时，就会产生反射脉冲，如图4-13所示。反射脉冲又需要$T_D=\mathscr{L}/v$的额外时间，其脉冲前沿才能到达源端。在源端，可以得到电压反射系数为：

208

$$\Gamma_S=\frac{R_S-Z_C}{R_S+Z_C} \tag{4.52}$$

即入射波（负载端的反射波）和该入射波的反射部分（再反射回负载端的波）的比值。因此，在源端产生的前向波形与在负载端产生的波的波形相同。该前向行波具有与入射的后向行波（由源发出的最初的脉冲在负载端被反射回来）相同的波形，但是入射波相应点上的波减小了Γ_S。这个反射过程在源端和负载端持续重复进行下去。在任一时刻传输线上任意点上的总电压（电流）都是在传输线各点上的所有单个电压（电流）波的总和，如式（4.44）。

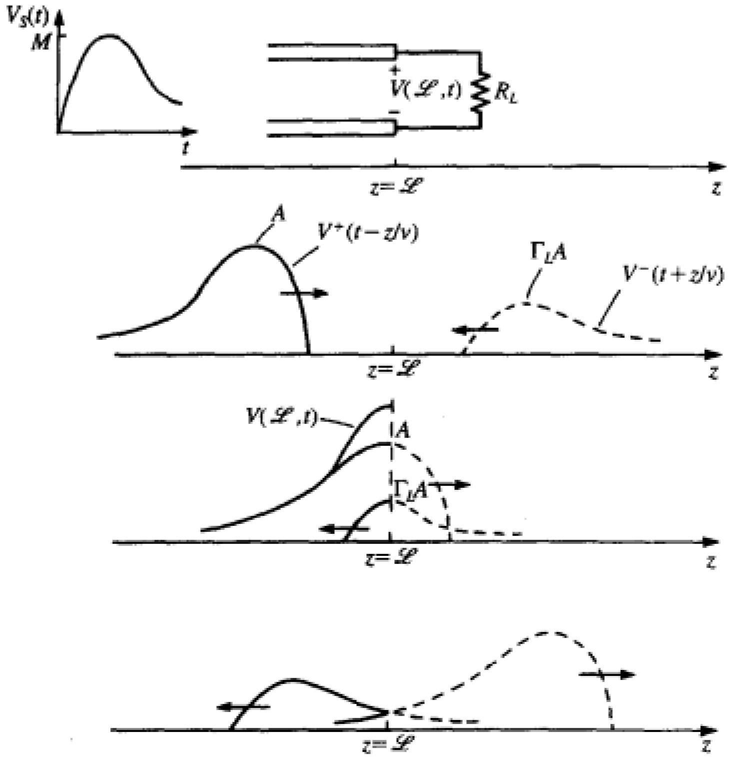


图4-13 波在终端的反射

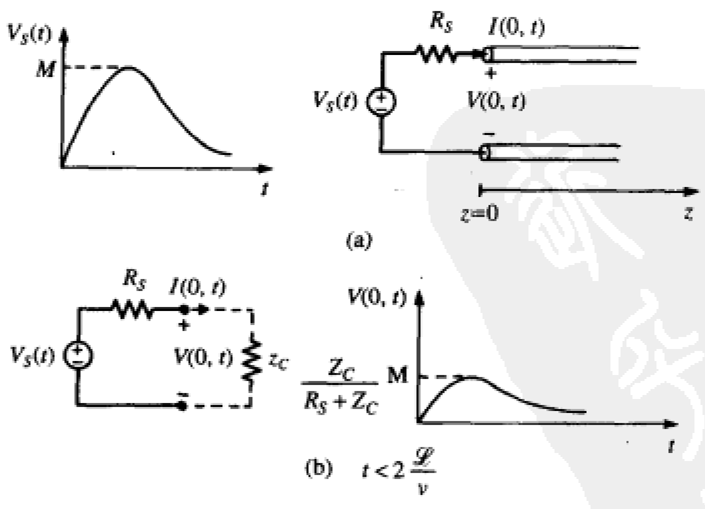


图4-14 波到达负载端反射以前从传输线输入端看进去的等效电路

复习题4.7 求复习题4.1~4.3中导线型传输线的特性阻抗和波的传播速度。

答案：225Ω，3×10^8m/s；234Ω，3×10^8m/s；51Ω，1.98×10^8m/s。

复习题4.8 求复习题4.4~4.6中矩形截面传输线的特性阻抗和波的传播速度。

答案：63.8Ω，1.38×10^8m/s；151Ω，1.72×10^8m/s；144.45Ω，1.8×10^8m/s。

例4.1 举例，考虑如图4-15a所示的传输线。在$t=0$时刻，传输线上接入30V的源

阻抗为0的电池。传输线总长$\mathscr{L}=400\,\text{m}$，波的传播速度为$v=200\text{m}/\mu\text{s}$，特性阻抗为$Z_C=50\Omega$。传输线的终端接有100Ω的电阻，所以，负载端的反射系数为：

$$\Gamma_L=\frac{100-50}{100+50}=\frac{1}{3}$$

而源端的反射系数为：

209

$$\Gamma_S=\frac{0-50}{0+50}=-1$$

单向传输时间是$T_D=\mathscr{L}/v=2\,\mu\text{s}$。在$t=0$时刻，30V的脉冲被接入传输线，在脉冲到达之前，传输线的电压为零，而脉冲到达之后则变为30V。在$t=2\mu\text{s}$时刻，脉冲到达负载端，而幅度为$30\Gamma_L=10\,\text{V}$的后向脉冲被送回源端。当该反射脉冲到达源端后，幅度为T_s的入射波脉冲或幅度为$\Gamma_S\Gamma_L 30=-10\,\text{V}$的入射波脉冲又被送回负载端。该脉冲向

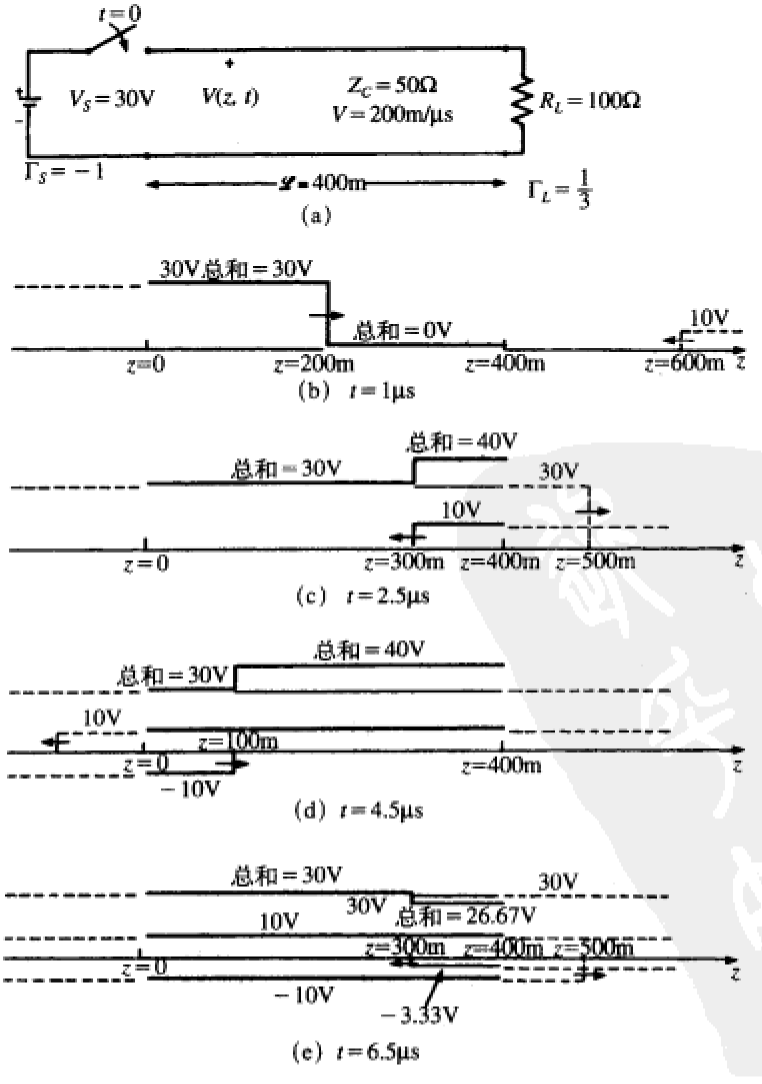


图4-15 传输线上的电压作为位置的函数举例

负载端传播，当该脉冲到达负载端时，该入射波的Γ_L部分的反射脉冲或$\Gamma_L\Gamma_S\Gamma_L 30=-3.33\text{V}$的脉冲又被反射回源端。在传输线上的每一点，总电压都是存在于该点上的所有波电压的总和。

例4.2 上述例子举例说明了沿传输线上各不同点在任意时刻的电压的求和过程。一般而言，仅需关注传输线负载端和电源端的电压，$V(0, t)$和$V(\mathscr{L}, t)$，它们是时间的连续函数。为了举例说明该过程，重新考虑上述例子并求解传输线输出端$z=\mathscr{L}$处的电压，将其作为时间的函数，如图4-16所示。在$t=0$时刻，由电压源发射30V的脉冲。该脉冲的前沿在$t=2\mu\text{s}$时到达负载端。此时，一个$\Gamma_L 30=10\text{V}$的脉冲被反射回源端。该10V脉冲在$t=4\mu\text{s}$时到达源端，而一个$\Gamma_S\Gamma_L 30=-10\text{V}$的脉冲再次被反射回负载端。该脉冲在$t=6\mu\text{s}$时到达负载端，而一个$\Gamma_L\Gamma_S\Gamma_L 30=-3.33\text{V}$的脉冲再次被反射回源端。

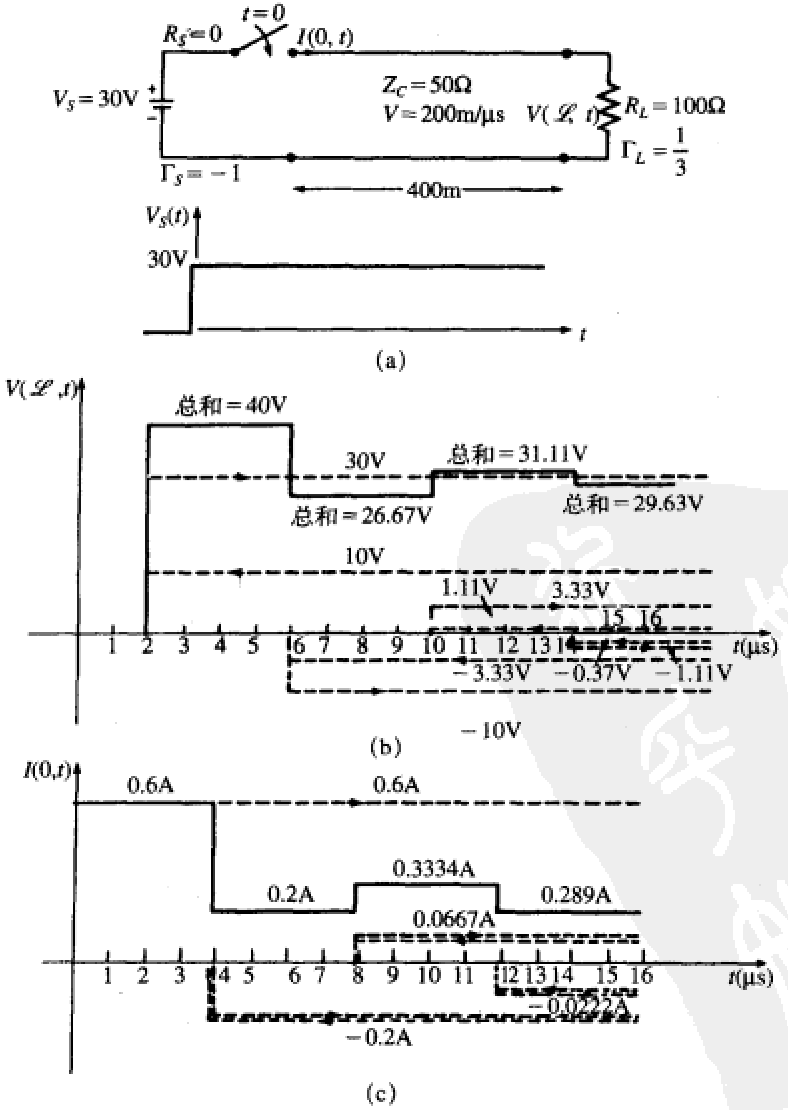
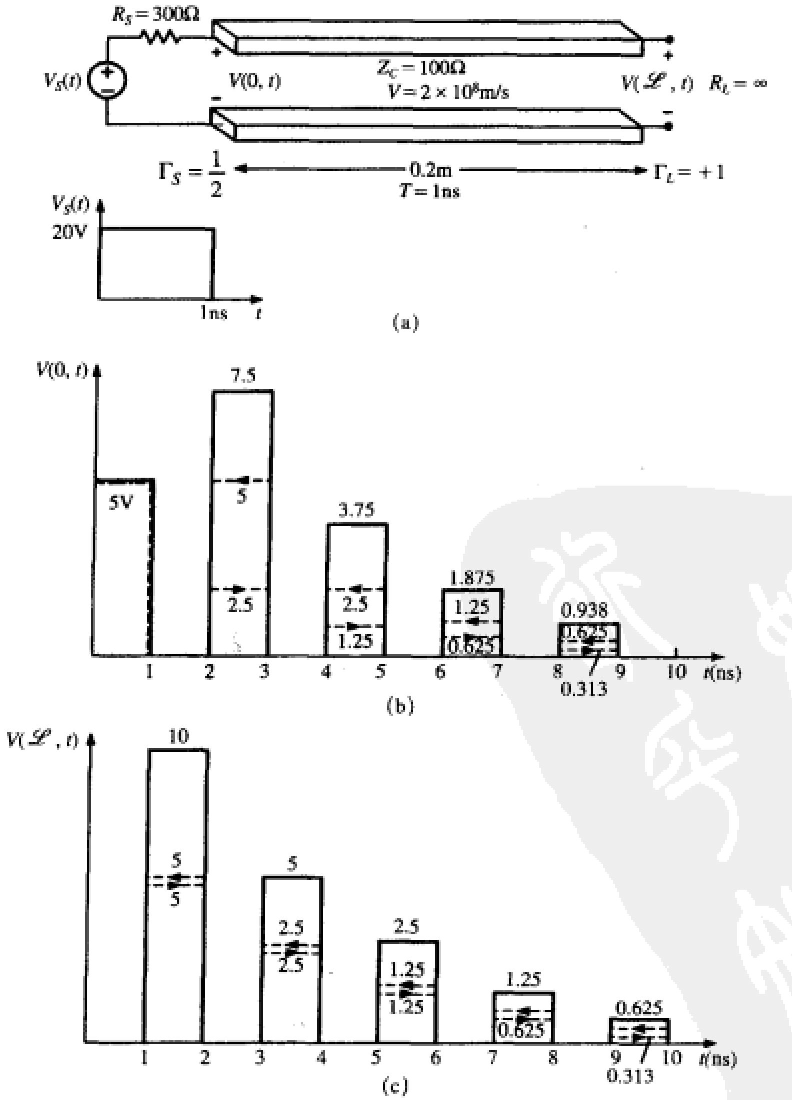


图4-16 在传输线终端作为时间函数的电压和电流波形的例子

在$z=\mathscr{L}$处这些波的总和如图4-16中的虚线所示，而总电压用实线表示。注意，在瞬态期间，负载端的电压振荡幅度约为30V，但是逐渐向所期望的稳态值30V收敛。如果在负载两端加一个示波器来显示作为时间函数的电压，时间刻度设置为每格1ms，那么立即可以看到负载上的电压为假定的30V。当且仅当示波器的时间刻度设为足够小，如1μs/格，才能看到如图4-16所示的图形中包含瞬态过程。为了画出负载端的电流$I(\mathscr{L},t)$，可以把负载端的电压用R_L去除，也可以直接通过电流反射系数$\Gamma_S=1$和$\Gamma_L=-1/3$及初始电流脉冲$30V/Z_C=0.6A$来直接得到电流波形。在传输线输入端的电流如图4-16c所示。可观察到该电流在所期望的稳态值$30V/R_L=0.3A$左右震荡。

例4.3 本例给出了脉冲宽度对总电压的影响。考虑一根长为0.2m(7.9in)的传输线，如图4-17a所示。源端电压为20V、1ns持续时间的脉冲。该传输线的特性阻抗为100Ω，



（a）问题的描述；（b）传输线输入端的电压；（c）负载端电压

图4-17 例4.3：举例说明脉冲宽度对终端电压的影响

传播速度为2×10^8m/s，源端电阻为300Ω（$R_S=300\Omega$），负载端开路（$R_L=\infty$）。画出传输线输入端和负载端的电压。

解：源端的反射系数为：

$$\Gamma_S=\frac{300-100}{300+100}=\frac{1}{2}$$

负载端反射系数为：

$$\Gamma_L=\frac{\infty-100}{\infty+100}=1$$

单向时延为：

$$T_D=\frac{\mathscr{L}}{v}=1$$

210～213

首先，来画源端电压V(0, t)。发送的初始电压为：

$$\frac{100}{300+100}\times20=5$$

入射电压和反射电压如图4-17b中带有箭头的短划线所示，这些箭头用来表示电磁波是向前传播的还是向后传播的。入射脉冲被发送至负载端，经过一次时延1ns后到达，在负载端又反射回一个5V的脉冲，因为负载端的反射系数为$\Gamma_L=1$。在负载端被反射回去的脉冲在经过另一个1ns的时延后到达源端。这个反射回来的脉冲又被反射回去而幅度变为$\Gamma_S\times5\text{ V}=2.5\text{ V}$，它在1ns之后到达负载端，又在负载端被反射回来，幅度仍为2.5V，再经过1ns后又到达源端。这个过程如图4-17b所示地持续下去。将源端所有的入射脉冲和反射脉冲相加就得到了图4-17b中用实线表示的总电压。很明显，总电压将衰减为零，因为它应该处于稳定状态。

现在来画负载端的电压。在一次时延1ns之后，初始时刻发送的5V电压到达负载端的同时5V的反射电压被发送回源端。该反射电压在2ns之后到达源端，这时2.5V的反射电压开始向负载端出发并在3ns时到达负载端。当这个在源端反射的脉冲到达负载端时，又有2.5V的反射电压被送回源端，在源端又发生反射，幅度变为1.25V，并在5ns时到达负载端。这些入射和反射电压如图4-17c所示。将所有的入射和反射脉冲相加就得到了图中用实线表示的总电压。很明显，总电压将衰减为零，因为它应该处于稳定状态。

例4.4　本例说明脉冲宽度的影响要大于往返时延的影响。如图4-18a所示的同轴电缆。源端电压为100V的、持续时间为6μs的脉冲。规定传输线的单位长度电容和单位长度电感分别为：$c=100$pF/m和$l=0.25$μH/m。这些指标与RG58U型同轴电缆相对应，它的单位长度参数已经在复习题4.3中计算过。该传输线的特性阻抗为：

214

$$Z_C=\sqrt{\frac{l}{c}}=50$$

传播速度为：

$$v=\frac{1}{\sqrt{lc}}=200$$

源端电阻为150Ω（$R_S=150\Omega$），负载端短路（$R_L=0\Omega$）。画出传输线输入端的电压。

解：源端的反射系数为：

$$\Gamma_S = \frac{150-50}{150+50} = \frac{1}{2}$$

负载端的反射系数为：

$$\Gamma_L = \frac{0-50}{0+50} = -1$$

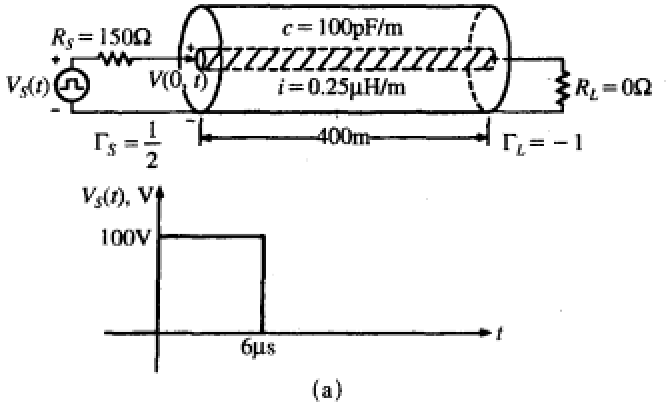
单向时延为：

$$T_D = \frac{\mathscr{L}}{v} = 2$$

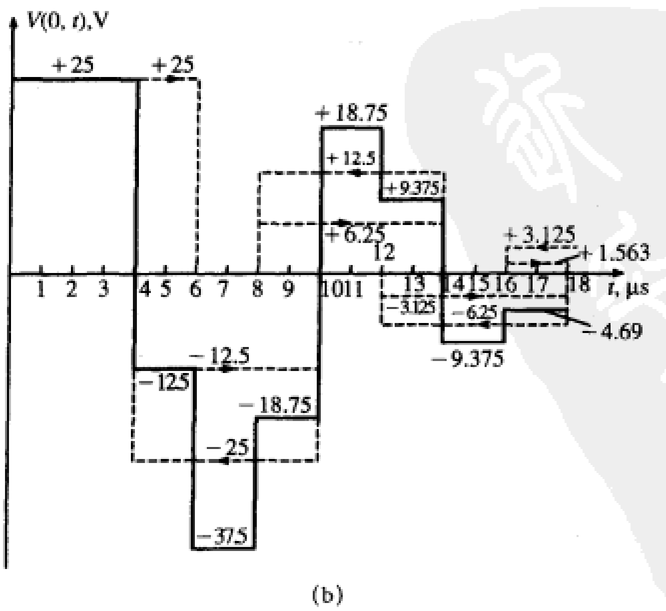
初始时刻发送的电压为：

$$\frac{50}{150+50} \times 100 = 25$$

人射电压和反射电压如图4-18b中带有箭头的短划线所示，这些箭头用来表示电磁波是



(a)



(b)

(a) 问题的描述；(b) 传输线输入端的电压

图4-18　例4.4：脉冲宽度对终端电压的影响举例说明

向前传播的还是向后传播的。入射脉冲被发送至负载端，经过一次时延2μs后到达，在负载端又反射回一个−25V的脉冲，该脉冲在经过另一个2μs的时延后到达源端。这个反射回来的脉冲又被反射回去而幅度变为−12.5V，它在2μs之后到达负载端，又在负载端被反射回来，幅度仍为12.5V，再经过2μs后又到达源端。这个过程如图4-18b所示地持续下去。将源端所有的入射脉冲和反射脉冲相加就得到了图4-18b中用实线表示的总电压。很明显，总电压将衰减为零，因为它应该处于稳定状态。

215
≀
216

可以观察到，在这个例子中，6μs的脉冲宽度是单向时延的三倍。因此初始时刻发送的脉冲和到达的脉冲（即为在负载端反射的脉冲）叠加在一起。这种叠加产生了相当有趣和复杂的波形。

这个生动有趣的过程可以很方便地通过“波动”或者点阵图表示出来，如图4-19所示。从中可以写出源端$z=0$处和负载端$z=\mathscr{L}$处的电压表达式为：

$$
\begin{aligned}
V(0,t)=\frac{Z_C}{R_S+Z_C}[&V_S(t)+(1+\Gamma_S)\Gamma_L V_S(t-2T_D)\\
&+(1+\Gamma_S)(\Gamma_S\Gamma_L)\Gamma_L V_S(t-4T_D)\\
&+(1+\Gamma_S)(\Gamma_S\Gamma_L)^2\Gamma_L V_S(t-6T_D)+\cdots]
\end{aligned}
\tag{4.53a}
$$

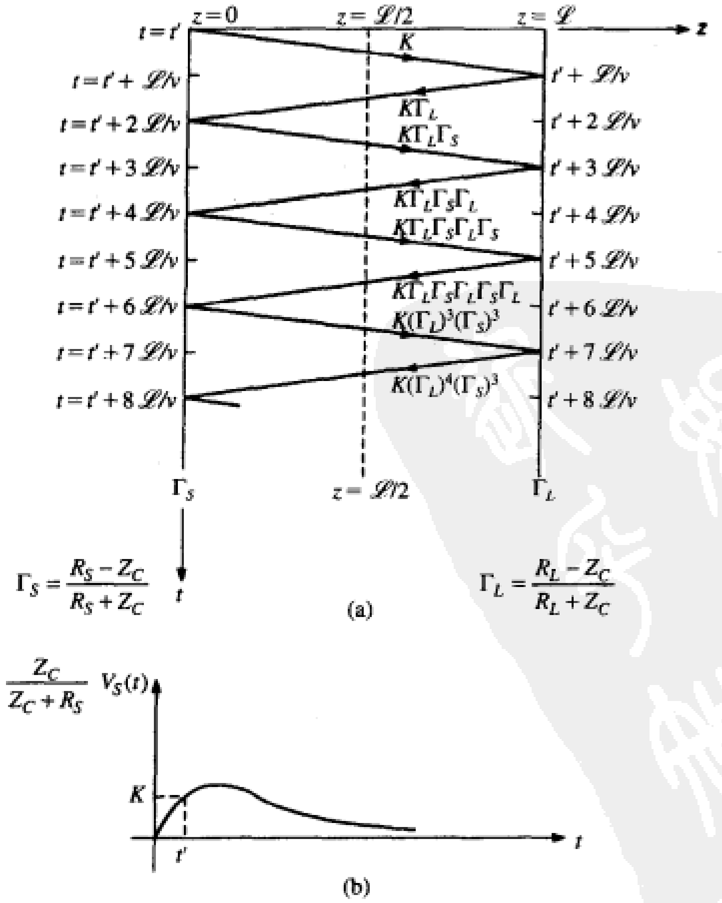


图4-19 用于确定传输线在不同时刻的电压的“波动图表”

和

$$V(\mathscr{L},t)=\frac{Z_C}{R_S+Z_C}[(1+\Gamma_L)V_S(t-T_D)+(1+\Gamma_L)\Gamma_S\Gamma_L V_S(t-3T_D)+(1+\Gamma_L)(\Gamma_S\Gamma_L)^2V_S(t-5T_D)+(1+\Gamma_L)(\Gamma_S\Gamma_L)^3V_S(t-7T_D)+\cdots] \tag{4.53b}$$

因此，总电压即为源端电压波形和延迟了多个单向时延T_D后的电压波形之和。虽然源端电压和负载端电压可以从式（4.53）得到，但是"追踪单个入射波和反射波"并且在任意时刻将当时所有的波形叠加起来却要简单得多，就像在前面的例子中通过图形来完成一样。可观察到，如果传输线在负载端匹配$R_L=Z_C$，那么负载端的反射系数为0，即$\Gamma_L=0$，式（4.53）也可简化为：

$$V(0,t)=\frac{Z_C}{R_S+Z_C}V_S(t) \qquad R_L=Z_C \tag{4.53c}$$

$$V(\mathscr{L},t)=\frac{Z_C}{R_S+Z_C}V_S(t-T_D) \qquad R_L=Z_C \tag{4.53d}$$

在这种情况下，传输线唯一的影响就是时延，传输线的输入电压和输出电压相等，该传输线"不成问题"。

217

4.3.2 SPICE模型

4.3.1节已经举例说明了用图形来描绘传输线方程时域解的方法，但经常也需要采用一些适用数字计算机的数值方法，以处理非线性和动态负载。下面的方法是Branin提出来的，最初在参考文献[10]中描述，该方法仅对无耗传输线有效。此方法用SPICE（PSPICE）电路分析程序来完成。对SPICE程序的概述，各种不同的模型和编写程序的规则见参考文献[11]和附录D。

218

为了得到所需要的方程，仅需简单求解在式（4.44）中给出的无耗传输线方程。把这些公式重新写为：

$$V(z,t)=V^+\left(t-\frac{z}{v}\right)+V^-\left(t+\frac{z}{v}\right) \tag{4.54a}$$

$$Z_C I(z,t)=V^+\left(t-\frac{z}{v}\right)-V^-\left(t+\frac{z}{v}\right) \tag{4.54b}$$

在源端$z=0$处和负载端$z=\mathscr{L}$处求解这些方程，得

$$V(0,t)=V^+(t)+V^-(t) \tag{4.55a}$$

$$Z_C I(0,t)=V^+(t)-V^-(t) \tag{4.55b}$$

和

$$V(\mathscr{L},t)=V^+(t-T_D)+V^-(t+T_D) \tag{4.56a}$$

$$Z_C I(\mathscr{L},t)=V^+(t-T_D)-V^-(t+T_D) \tag{4.56b}$$

式中，传输线的单向时延为：

$$T_D=\frac{\mathscr{L}}{v} \tag{4.57}$$

将式（4.55）和式（4.56）相加和相减，得

$$V(0,t)+Z_C I(0,t)=2V^+(t) \tag{4.58a}$$

$$V(0,t)-Z_C I(0,t)=2V^-(t) \tag{4.58b}$$

$$V(\mathscr{L},t)+Z_C I(\mathscr{L},t)=2V^+(t-T_D) \tag{4.58c}$$

$$V(\mathscr{L},t)-Z_C I(\mathscr{L},t)=2V^-(t+T_D) \tag{4.58d}$$

通过从时间t中减去T_D，在时间轴上平移式（4.58a）和式（4.58d），并重新排列方程，得

$$V(0,t)=Z_C I(0,t)+2V^-(t) \tag{4.59a}$$

$$V(\mathscr{L},t)=-Z_C I(\mathscr{L},t)+2V^+(t-T_D) \tag{4.59b}$$

$$V(0,t-T_D)+Z_C I(0,t-T_D)=2V^+(t-T_D) \tag{4.59c}$$

$$V(\mathscr{L},t-T_D)-Z_C I(\mathscr{L},t-T_D)=2V^-(t) \tag{4.59d}$$

将式（4.59d）代入式（4.59a）中，得：

$$V(0,t)=Z_C I(0,t)+E_0(\mathscr{L},t-T_D) \tag{4.60a}$$

219

式中，

$$E_0(\mathscr{L},t-T_D)=V(\mathscr{L},t-T_D)-Z_C I(\mathscr{L},t-T_D)=2V^-(t) \tag{4.60b}$$

类似地，把式（4.59c）代入式（4.59b）中，得：

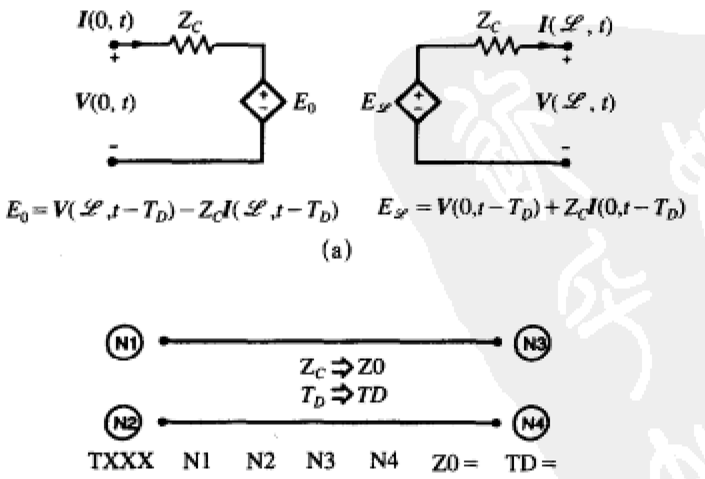
$$V(\mathscr{L},t)=-Z_C I(\mathscr{L},t)+E_{\mathscr{L}}(0,t-T_D) \tag{4.61a}$$

式中，

$$E_{\mathscr{L}}(0,t-T_D)=V(0,t-T_D)+Z_C I(0,t-T_D)=2V^+(t-T_D) \tag{4.61b}$$

等式（4.60）和式（4.61）意味着如图4-20所示的全部传输线的等效电路。受控源$E_{\mathscr{L}}(0,t-\tau_D)$是由传输线输入端的电压和电流产生的，持续时间等于提前于当前时刻的单向传输时延。类似地，受控源$E_0(\mathscr{L},t-T)$是由传输线输出端的电压和电流所产生的，持续时间等于提前于当前时刻的前向传输时延。

220



（a）传输线的精确模型；（b）SPICE程序代码

图4-20 无耗双线传输线的SPICE(PSPICE)电路

如图4-20所示的等效电路是无耗、均匀的双线传输线方程的精确解。电路分析软件SPICE（PSPICE）在其电路元器件模型库中包含这种精确模型，用户可以参照文献[11]。

该模型是TXXX元器件，此处XXX是用户选择的模型编号。SPICE采用具有时延的受控源来构成如图4-20所示的等效电路。用户仅需输入传输线的特性阻抗Zc（SPICE把该参数写作Zo）和单向传输延迟T_D（SPICE写为TD），这样，SPICE就能计算出传输方程的精确解。而且，一些非线性终端，诸如二极管和BJT以及一些动态终端（如电容和电感），SPICE程序都可以很容易地处理。而要在图4-20所示的等效电路中，对这些类型的负载采用图解法或人工求解，那都是非常困难的。强烈推荐使用SPICE结合双线传输线的求解结果来分析电子电路。结合传输线效应对任何电子电路进行时域分析都非常简单明了。更重要的是，一些复杂但又典型的非线性负载模型，如二极管和晶体管以及电感和电容，都已经包含在SPICE程序中，并可以直接由用户来调用，而不需用户自己来建立这些负载模型。

例4.5 使用SPICE（或者个人计算机版本PSPICE）解决如图4-16所示的问题，它的解已经在例4.2中得到。

解：SPICE（PSPICE）代码如图4-21a所示。

```
EXAMPLE 4.5
VS 1 0 PWL(0 0  .01U 30)
T 1 0 2 0 ZO=50 TD=2U
RL 2 0 100
.TRAN  .01U 20U 0  .01U
.PRINT TRAN V(2) I(VS)
*THE LOAD VOLTAGE IS V(2) AND
*THE INPUT CURRENT IS -I(VS)
.PROBE
.END
```

应用SPICE的分段线性函数(PWL)来描述源电压。这个函数规定电压源的分段线性图为时间点T1, T2, T3, …之间的一系列直线，它们的值分别为V1, V2, V3, …，为

```
VXXX N1 N2 PWL(T1 V1 T2 V2 T3 V3 ...)
```

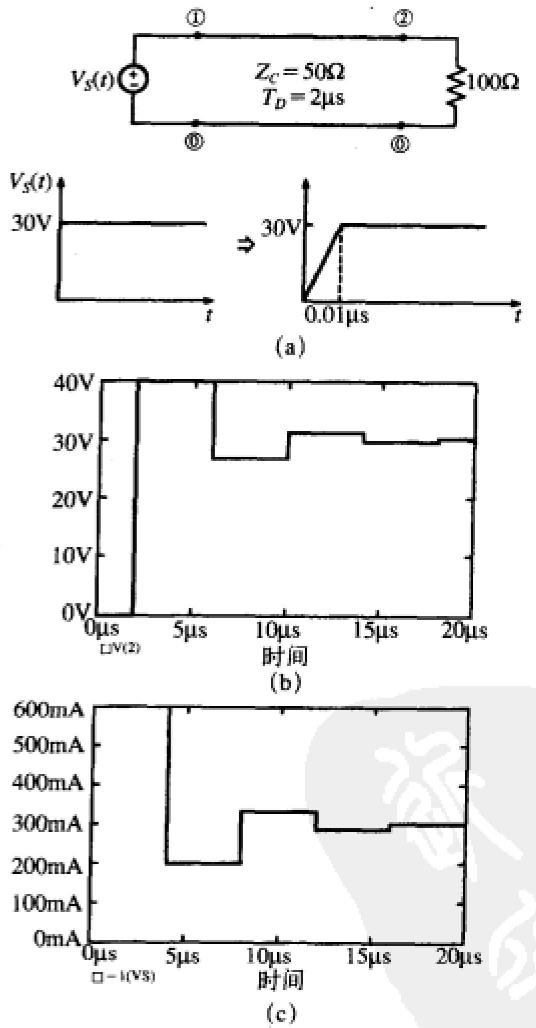
同时，也规定电池电压具有非常小的上升时间（.01μs），目的是为了用PWL函数描述它。使用PSPICE的.PROBE命令画出负载电压和输入电流的曲线，分别如图4-21b和图4-21c所示。将它们与如图4-16所示的人工所画的相应曲线相比较。

.TRAN行的格式如下：

```
.TRAN [print step] [final solution time] [print start] [maximum solution time
 step]
```

*print step*是指当在.PRINT命令行中要求将求解结果打印成一个文件时的打印时间间隔，*final solution time*是预期解决一个问题所需要的最终时间。前两个参数是必须的，而后两个参数是可选择的。所有的运算从$t=0$开始，但是*print start*参数使结果打印到输出文件的时间延迟到它所设置的时间。通常将*print start*参数设置为零。余下的术语*maximum solution time step*，经常在为了控制求解的精确性和分辨率时使用。SPICE（PSPICE）通过以增量Δt将时间间隔离散化的方法去求解传输线方程和相关的终端电路。这些问题可以通过“自举作用”的方式来求解，也就是在下一个时间步更新前一个时间间隔的结果。.TRAN行中的*maximum solution time step*参数设置了最大的离散化时间步长。当电路包含传输线时，传输线上的电压和电流将会在我们所看到的单向时延T_D大小的时间间隔内变化。为了不错过任何一个重要的变化，*maximum solution time step*必

须远小于单向时延。SPICE程序在20世纪60年代开发时，自动将最大的离散化时间步长设置为最小的传输线时延的1/2，当电路包含传输线时，在许多问题中，电压和电流将会在比这小得多的时间间隔内变化。例如，必须规定源电压波形的上升/下降时间，以便于用PWL函数来描述它。这个上升/下降时间可能（而且通常）比传输线的单向时延小得多。因此*maximum solution time step*应该设置为最小的时间变化。



（a）SPICE节点标记；（b）传输线电压的SPICE求解法；（c）传输线输入电流的SPICE求解法

图4-21 例4.5：例4.2中的问题的SPICE求解法

例4.6 使用SPICE（或者个人计算机版本，PSPICE）求解如图4-17所示的问题，它的解已经在例4.3中得到。

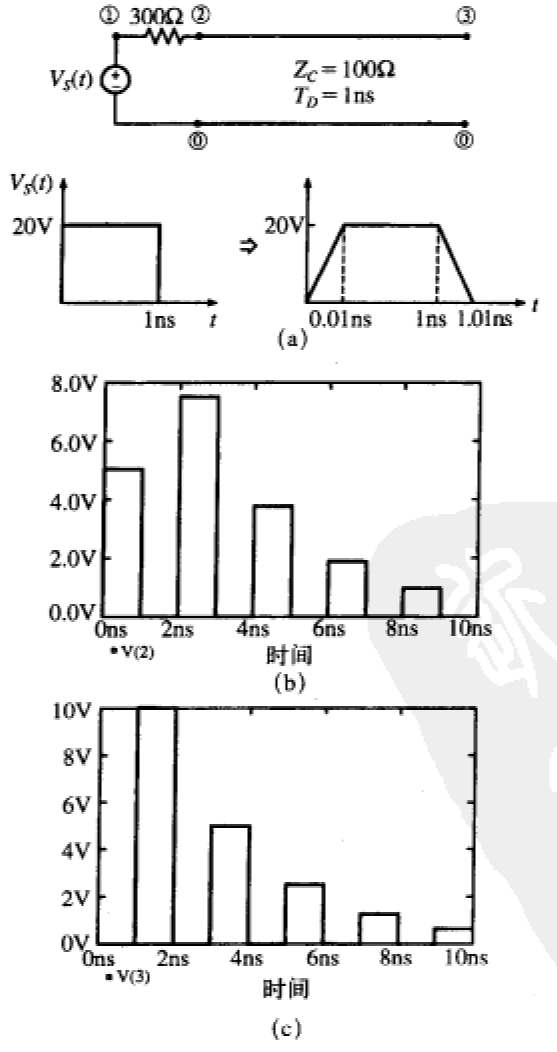
222
≀
223

解：SPICE（PSPICE）代码如图4-22a所示。

```
EXAMPLE 4.6
VS 1 0 PWL(0 0 0.01N 20 1N 20 1.01N 0)
```

```
RS 1 2 300
T 2 0 3 0 Z0=100 TD=1N
RL 3 0 1E8
.TRAN 0.01N 10N 0 0.01N
.PRINT TRAN V(2) V(3)
*THE LOAD VOLTAGE IS V(3) AND
*THE INPUT VOLTAGE IS V(2)
.PROBE
.END
```

再次应用SPICE分段线性函数来描述源电压。规定了脉冲具有非常小（0.01ns）的上升/下降时间，目的是用PWL函数来描述它，同时也规定开路负载为一个很大的（$10^8\Omega$）电阻。输入电压和输出电压分别如图4-22b和图4-22c所示，将它们与如图4-17所示的人



（a）SPICE节点标记；（b）传输线输入电压的SPICE求解法；（c）传输线负载电压的SPICE求解法

图4-22 例4.6：例4.3问题的SPICE求解法

工所画的相应曲线相比较。

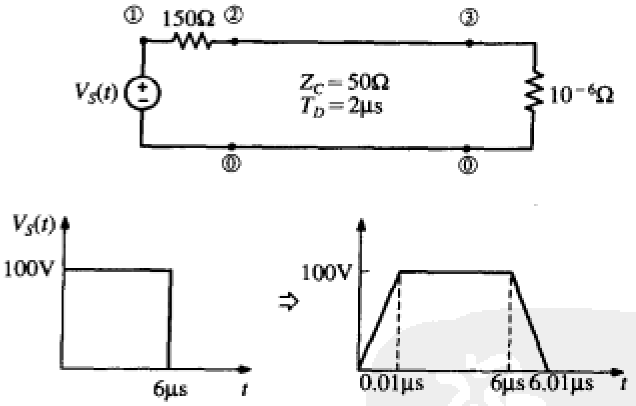
例4.7 使用SPICE（或者个人计算机版本，PSPICE）求解如图4-18所示的问题，它的解已经在例4.4中得到。

解：SPICE（PSPICE）代码如图4-23a所示：

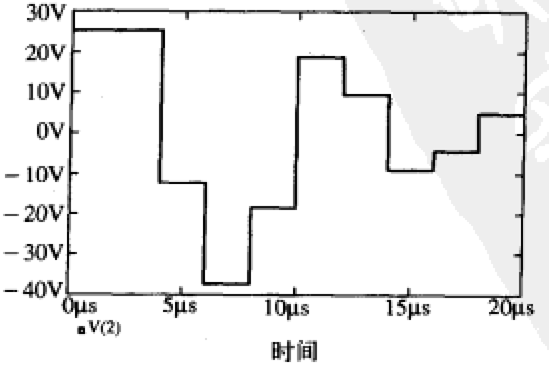
```
EXAMPLE 4.7
VS 1 0 PWL(0 0  .01U 100 6U 100 6.01U 0)
RS 1 2 150
T 2 0 3 0 Z0=50 TD=2U
RL 3 0 1E-6
.TRAN  .01U 20U 0  .01U
.PRINT TRAN V(2) V(3)
*THE INPUT VOLTAGE IS V(2)
.PROBE
.END
```

再次应用PWL函数来描述脉冲。由于SPICE不允许设置零欧姆的电阻，所以将短路电阻用1μΩ电阻代替。传输线的输入电压如图4-23b所示，将它们与如图4-18b所示的人工所画的相应曲线相比较。

224 ~ 225



(a)



(b)

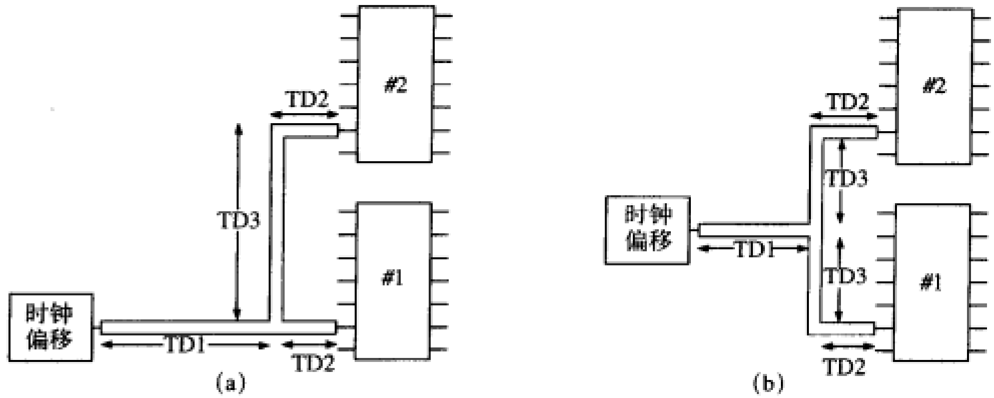
（a）SPICE节点标记；（b）传输线输入电压的SPICE求解法

图4-23 例4.7：例4.4问题的SPICE求解法

4.4　高速数字的互连和信号完整性

数字系统中的时钟速度以一个稳定的速率增加，PC的时钟频率已达到3GHz。数字数据转换率也在不断提高。这两种信号通过PCB上的连接盘从一点传输到另一点。当然，随着时延达到脉冲上升/下降时间的数量级通过连接盘传输的时延已成为系统总时间预算中的一个关键因素。关于时延，存在许多问题，时钟偏移便是其中之一。假设一时钟馈给如图4-24所示的两个模块。在图4-24a中，到达模块1的全部时延为TD1＋TD2。到达模块2的总时延为TD1＋TD2＋TD3，这是由于其连接线较长，所以比到达模块1的时延长。因此，从每一模块来看，时移在时间上是彼此相关的。这就是所提到的时钟偏移。另一方面，如果连接盘的路径如图4-24b所示，则到达每一模块的总时延是相等的，等于TD1＋TD2＋TD3。

226



（a）不相等的传输路径；（b）相等的传输路径

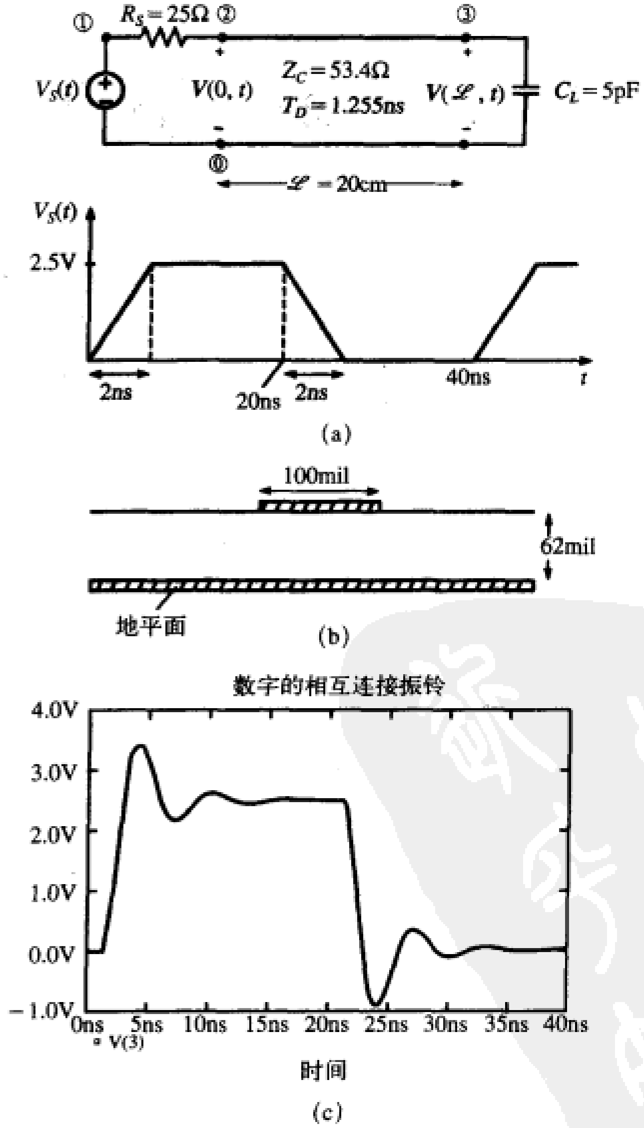
图4-24　由不相等的传输路径导致的“时钟偏移”说明

另外，数字信号传输速率的增加可能还会导致其他更关键方面的问题。时钟和数据脉冲均以梯形脉冲的形式进行转换，如在0V到5V之间转换。电平由数字门电路以及其他设备的制造商提供，其中，保证脉冲解释为逻辑1和0。如果脉冲电平无意间落在逻辑电平之间，那么数据可能不能被正确地表示。术语“信号完整性”是指保证一个数字脉冲通过一对连接盘传输时，能够以要求的电平及波形到达接收器。也就是说，理想的情况是我们想让传输线“没有问题”。已经知道，不匹配传输线之所以会导致波形的畸变是由于在不匹配负载处的反射造成的。而且，无论何时，只要传输线的横截面尺寸发生改变，传输线的特性阻抗就会发生改变，因此，会在不连续面上产生反射。这些连接盘往往通过过孔从一层转到另一层。过孔即PCB上从一层到另一层之间的连接孔，用于连接相应层上的连接盘。显然，通过过孔从一层传输到另一层的信号将会遇到不连续面，因此特性阻抗会发生改变。大约在20世纪80年代中期，这些考虑还没有太多的结果。如今，它们在数字设备的功能性方面，已经变得很关键。将在这一节中专门研究为了达到“没问题的传输线”这个最终目标，应如何分析和抑制这些影响。

227

作为一个说明连接线之间相互影响的实例，考虑一个CMOS反向器，其通过微带线上的一对连接盘与另一个CMOS反向器相连，如图4-25a所示。微带线由宽为100mil、位于厚

为62mil的FR-4（$\varepsilon_r=4.7$）基板上的连接盘组成，如图4-25b所示。利用式（4.41），计算每单位长度的电感和电容为$l=0.335\mu H/m$及$c=117.5pF/m$。其有效相对介电常数由式（4.41b）计算，为$\varepsilon_r'=3.54$，综上，可计算出其特性阻抗为$Z_C=\sqrt{l/c}=53.4\Omega$。传播速度为$v=v_0/\sqrt{\varepsilon_r'}=1.59\times10^8m/s$。传输线的总长度为20cm，单向时延为$T_D=\mathscr{L}/v=1.25ns$。源（门电路1的输出）由一个2.5V，25MHz的脉冲串表示，该脉冲串具有2ns的上升/下降时间和50%的占空比。源阻抗为25Ω，代表CMOS反向器典型的输出阻抗。负载由一个5pF的电容表示，模拟了CMOS的输入。这里将利用SPICE模拟这一系统从而求出传输线的输入电压



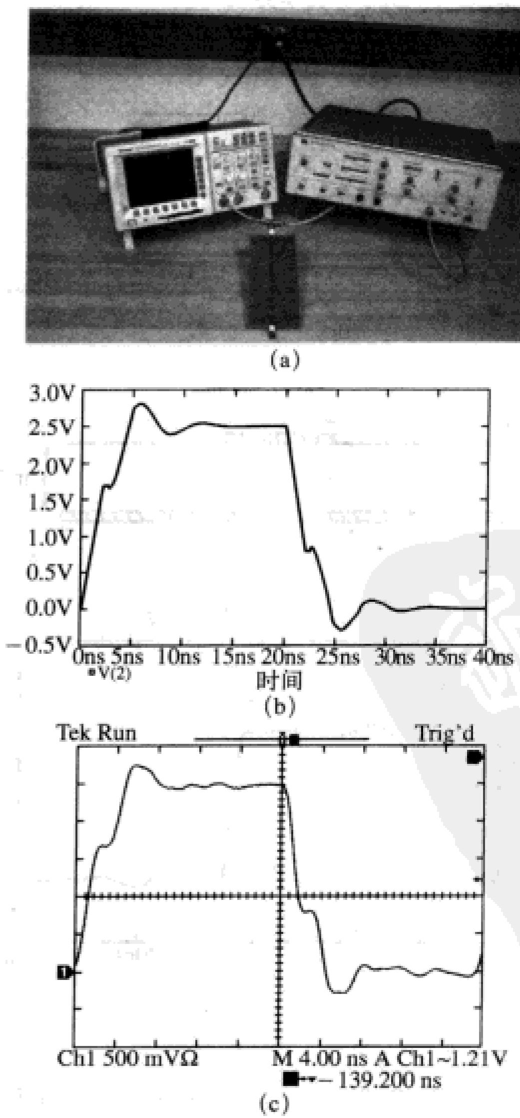
（a）与两个CMOS门电路相连的传输线；（b）PCB的尺寸；（c）传输线输出端电压（负载CMOS门电路的输入电压），表明由逻辑错误产生的振铃现象

图4-25 一典型的信号完整性问题

$V(0,t)$和输出电压$V(\mathscr{L},t)$。对应节点在程序中的标记如图4-25a所示。其SPICE(PSPICE)源代码如下。


```
EXAMPLE
VS 1 0 PWL(0 0 2N 2.5 20N 2.5 22N 0 40N 0)
RS 1 2 25
T 2 0 3 0 Z0=53.4 TD=1.255N
CL 30 5p
.TRAN 0.04N 40N 0 0.04N
.PROBE
.END
```

传输线输出端（第二个门电路的输入端）的电压曲线如图4-25c所示，图中清楚地显示



（a）实验照片；（b）传输线输入电压的SPICE预测值；（c）传输线输入端的电压测量值

图4-26 验证数字电路传输线模型精确性的实验

了由传输线的不匹配而产生的振铃现象。该振铃现象可能导致电平进入逻辑‘0’与逻辑‘1’之间的“灰色区域”，从而引起逻辑错误。这里已经获得了该问题的实验结果。实际电路板的照片如图4-26a所示。每一端的BNC连接头允许同轴电缆与脉冲发生器和示波器相连。这里将给出传输线输入端电压的测量值和预测值$V(0, t)$。由于BNC连接头具有大约5pF的电容，所以将输出BNC连接头开路并以模拟CMOS反向器的输入。如图4-26b所示为SPICE对传输线输入电压$V(0, t)$的预测，如图4-26c所示为实验结果。可见SPICE的预测与实验结果吻合得很好。

4.4.1 传输线波形的终端效应

考虑一典型的时钟或数据传输情况，如图4-27所示。数字门电路用戴维南等效电路表示，负载门电路的输入用一负载电阻表示，对于典型的CMOS门电路，其选通输出阻抗（非线性）大约为10Ω~30Ω。CMOS门电路的输入为典型的容性输入，约为5pF~15pF数量级。目前，把源和负载表示为终端电阻。在信号完整性方面，连接盘的一种有害效应就是会在终端产生“振铃”现象。产生此现象的原因是因为传输线不匹配。为了说明这一点，考虑用开路来为CMOS门电路的输入建模，而驱动门电路具有10Ω的源阻抗，如图4-28所示。源电压在0V~5V之间转换。源的反射系数为：

229~230

$$\Gamma_S = \frac{10-50}{10+50} = -\frac{2}{3}$$

开路的负载反射系数为：

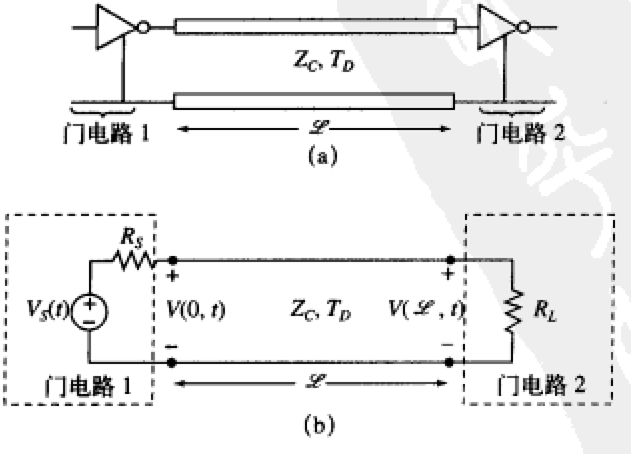
$$\Gamma_L = \frac{\infty - 50}{\infty + 50} = +1$$

传输线的初始电压为：

$$V_{\text{init}} = \frac{50}{10+50} \times 5 = 4.17$$

231

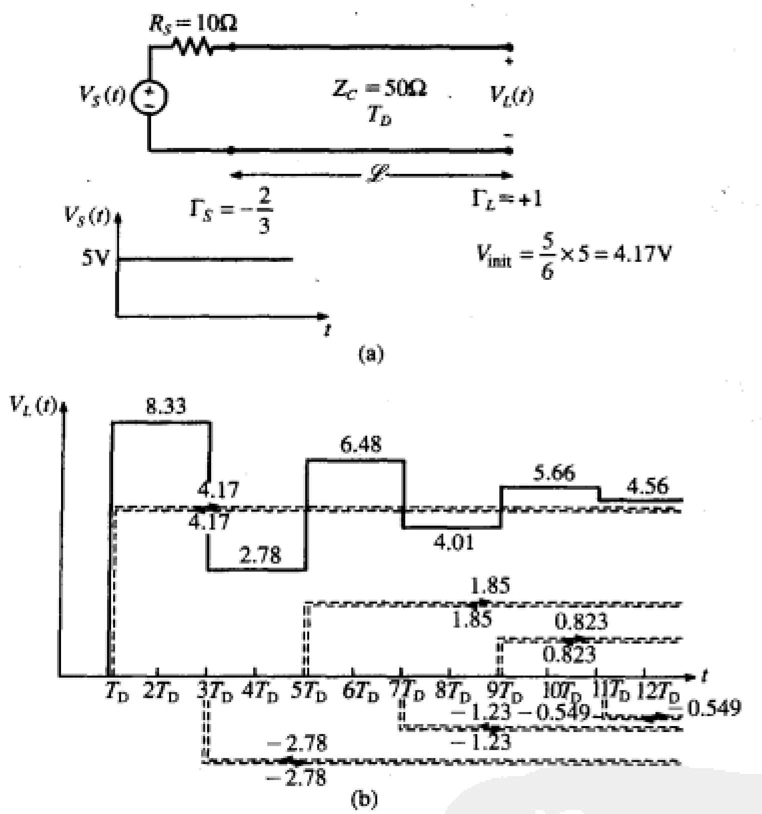
通过波形跟踪所得到的负载电压如图4-28b所示。该图表明，接收电压在所希望的5V左



（a）连接两数字门电路的传输线；（b）终端门电路的表示

图4-27 传输线的典型应用

右波动，波动电平范围在8.33V到2.78V之间，最终稳定在5V。这就形成了振铃现象且使接收电压处于由逻辑0和逻辑1表示的，由门电路制造商保证的电压之外，从而导致逻辑错误。



（a）举例说明该现象的例子；（b）举例说明终端振铃现象的解决方案

图4-28　低阻抗源和高阻抗负载的传输线上的“振铃”现象说明

由最后一个例子可观察到，负载和源的反射系数的符号是相反的，即：$\Gamma_S=-$和$\Gamma_L=+$。像这样的情况代表了数字逻辑电路中源—负载端的大多数情况。当源和负载的反射系数的符号与上述情况相反时，总是会看到振铃现象。另一方面，当源和负载的反射系数的符号相同时，负载电压将稳定地增加到稳态电平。这一点可以很容易从式（4.53b）给出的负载电压的准确表达式看到：

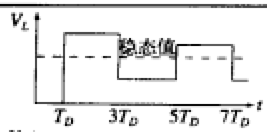
232

$$V(\mathscr{L},t)=\frac{Z_C}{R_S+Z_C}(1+\Gamma_L)[V_S(t-T_D)+\Gamma_S\Gamma_L V_S(t-3T_D)+(\Gamma_S\Gamma_L)^2V_S(t-5T_D)+(\Gamma_S\Gamma_L)^3V_S(t-7T_D)+\cdots] \tag{4.62}$$

可以观察到，对于突然发生跳变的源电压$V_S(t)$，比如说跳到5V，负载电压是经过单向时延的延迟波形与之和，并继续与依次经过两次单向时延的波形相加，但是相加的项必须与源和负载的反射系数相乘。源和负载的反射系数小于1，$|\Gamma_S\Gamma_L|<1$，因此持续的相加项都小于第一项$V_S(t-T_D)$。因此，如果源和负载反射系数的符号相同，那

么 $\Gamma_S\Gamma_L$ 的偶次方为正数，负载电压稳定地增大，而如果源和负载反射系数的符号相反，那么 $\Gamma_S\Gamma_L$ 的偶次方为正，奇次方为负，负载电压将围绕稳态值上下波动，从而产生“振铃”现象。表4-1总结了这些重要的发现。

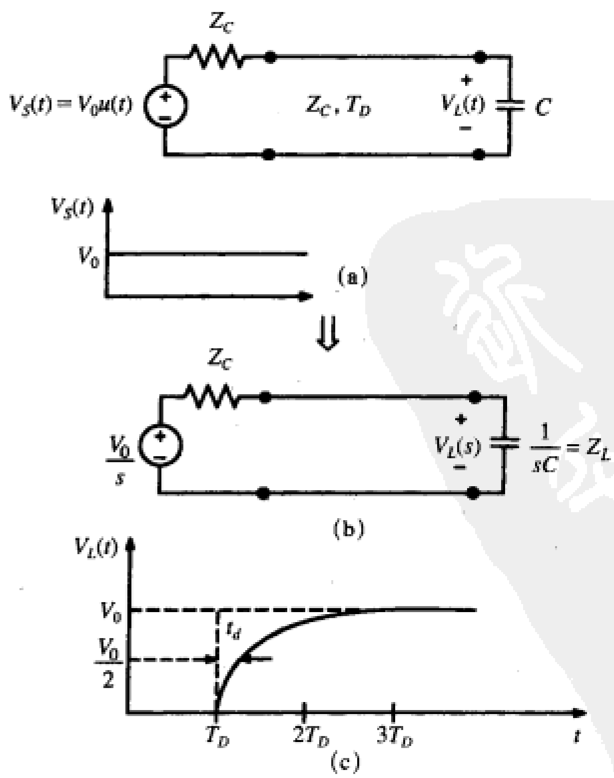
表4-1 负载电压反射系数的符号的影响

Γ_S	Γ_L	负载电压波形
− $R_S<Z_C$	+ $R_L>Z_C$	
+ $R_S>Z_C$	− $R_L<Z_C$	
+ $R_s>Z_C$	+ $R_L>Z_C$	
− $R_s<Z_C$	− $R_L<Z_C$	

233

1. 容性终端的影响

画出具有电阻性终端的传输线上源和负载电压的示意图非常简单。当一个或两个终端都是动态（容性或感性）终端时，画出这些电压要复杂一点。在本节中，将对一具有容性终端的传输线进行精确分析。考虑如图4-29a所示的情况，其中，源阻抗$R_S=Z_C$，因



（a）问题；（b）问题的拉普拉斯变换；（c）负载电压的求解

图4-29 端接容性负载的传输线的解决方案示意图

此，传输线在源处是匹配的。在4.4.2节中，将表明这是一个通用的匹配方案。但是，其负载为表示CMOS逻辑门电路输入的电容。源电压是脉冲或阶跃函数，电压上升至V_0，并且保持这一电平，也就是$V_S(t)=V_0u(t)$，其中，$u(t)$为单位阶跃函数。这体现了从逻辑0到逻辑1的转换。为了分析这一点，这里采用拉普拉斯变换对其进行变换，其中，s表示拉普拉斯变换变量，如图4-29b所示。电容阻抗为$Z_C=1/sC$[11]。由于源是匹配的，所以源端的反射系数为0。

$$\Gamma_S=0 \tag{4.63a}$$

负载端的反射系数为：

234

$$\Gamma_L=\frac{Z_L-Z_C}{Z_L+Z_C}=\frac{\frac{1}{sC}-Z_C}{\frac{1}{sC}+Z_C}=\frac{1-sT_C}{1+sT_C} \tag{4.63b}$$

时间常数表示为[11]：

$$T_C=Z_CC \tag{4.64}$$

由于源端匹配，所以只有一个前向行波入射到负载和一个反射行波返回源。从式（4.62）可得其负载电压：

235

$$V_L(t)=(1+\Gamma_L)\frac{Z_C}{(R_S=Z_C)+Z_C}V_0u(t-T_D) \tag{4.65}$$

变换为：

$$V_L(s)=(1+\Gamma_L(s))\frac{1}{2}V_S(s)\mathrm{e}^{-sT_D}=\frac{\frac{1}{T_C}}{\left(s+\frac{1}{T_C}\right)s}V_0\mathrm{e}^{-sT_D}=\left[\frac{1}{s}-\frac{1}{\left(s+\frac{1}{T_C}\right)}\right]V_0\mathrm{e}^{-sT_D} \tag{4.66}$$

其中，1/2表示初始发射波的分压系数；$Z_C/((R_S=Z_C)+Z_C)=\frac{1}{2}$；$\mathrm{e}^{-sT_D}$项表示$T_D$的单向时延。最终的结果已经扩展到偏微分的形式。由逆变换可得：

$$V_L(t)=V_0u(t-T_D)-\mathrm{e}^{-(t-T_D)/T_C}V_0u(t-T_D) \tag{4.67}$$

如图4-29c所示为画出的波形图。由于引入了具有零上升时间的脉冲行波，所以该结论很有意义。初看起来好像是电容器由短路状态逐渐地转换到了开路状态。理想情况（用一开路负载替代电容）下，负载电压在$t=T_D$时刻应突然上升至V_0。电容的影响是引入额外的时延（在50%那一点测得）t_d，由此在无源电压时给负载电压一个上升时间。当$V_L(t)=0.5V_0$时，由式（4.67）求得的时延为：

$$t_d=0.693T_C=0.693CZ_C \tag{4.68}$$

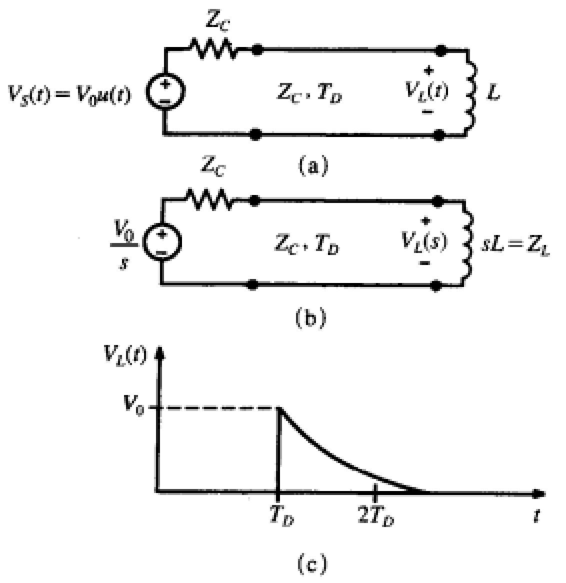
例如，对于一条50Ω的传输线和一个5pF的负载电容，可以得到1.73ns的时延。参考文献[12]给出的结果，其中源电压具有非零的上升时间。这些结论与所研究的零上升时间的情况相当接近。

2. 感性终端的影响

如图4-30a所示，用一个感性负载来代替容性负载，采用前面章节的分析方法，只是令$Z_L=SL$，可以得到相似的结果。当源匹配时，源端的反射系数仍然为0：

236

$$\Gamma_S=0 \tag{4.69a}$$



(a) 问题；(b) 问题的拉普拉斯变换；(c) 负载电压的求解

图4-30 端接感性负载的传输线的解决方案说明

负载处的反射系数为：

$$\Gamma_L = \frac{Z_L - Z_C}{Z_L + Z_C} = \frac{sL - Z_C}{sL + Z_C} = \frac{sT_L - 1}{sT_L + 1} \tag{4.69b}$$

时间常数为：

$$T_L = \frac{L}{Z_C} \tag{4.70}$$

变换后的负载电压为：

$$V_L(s) = (1 + \Gamma_L(s))\frac{1}{2}V_S(s)e^{-sT_D} = \frac{1}{s + \frac{1}{T_L}}V_0 e^{-sT_D} \tag{4.71}$$

237

由逆变换可得：

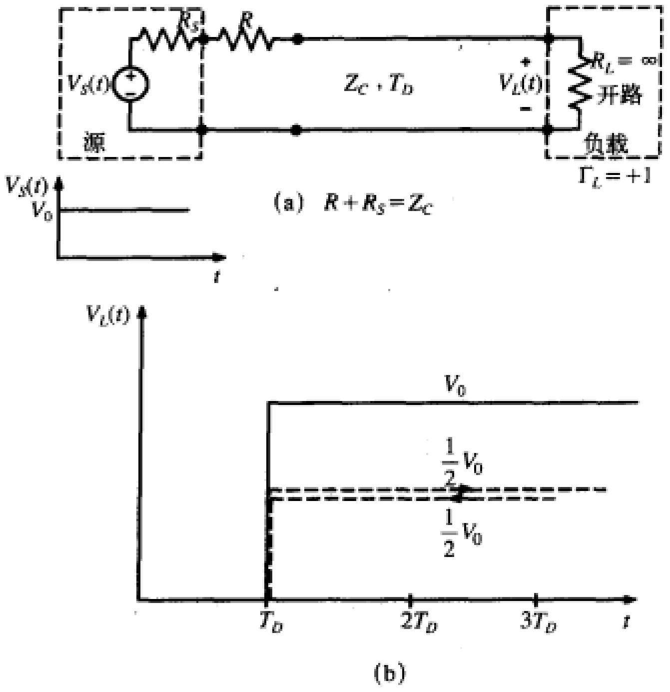
$$V_L(t) = V_0 e^{-(t-T_D)/T_L} u(t - T_D) \tag{4.72}$$

画出的曲线如图4-30c所示。这是有道理的，因为负载端输入的行波是具有零上升时间的脉冲。初看起来电感由开路状态逐渐变为短路状态。

4.4.2 信号完整性的匹配方案

我们知道，传输线的源和/或负载如果不匹配会导致接收到的电压波形与所发送的波形之间的极大的差异。因此，不匹配会影响信号的完整性。如何来修正这一问题呢？最常用的匹配方案为串联匹配，如图4-31a所示。对于典型的CMOS门电路，它们的源（输出）阻抗都比PCB传输线的特性阻抗小。因此，在传输线的输入端（驱动门的输出端）再加上一个电阻R，如$R_S + R = Z_C$。

238



(a) 串联匹配的实现$R_S+R=Z_C$；(b) 串联匹配的作用说明

图4-31　传输线的串联匹配

这样，便在源端实现了传输线的匹配。开始发送的电压波形其电平等于源电压电平的一半，即$V_0/2$。典型地，负载为开路或近似开路状态，因此，负载的反射系数为$\Gamma_L=+1$。在这种情况下，入射波在负载上发生全反射，得负载端的总电压为$V_0/2+V_0/2=V_0$。因此，负载电压上升至V_0，立即得到完美的信号完整性。串联匹配的另一个优点在于，对于开路负载，没有电流流过传输线和电阻R，因此电阻不消耗功率。

匹配的第二种方案是并联匹配，如图4-32a所示。其中，将一电阻R与负载并联。通过对R的选择来实现传输线的匹配：

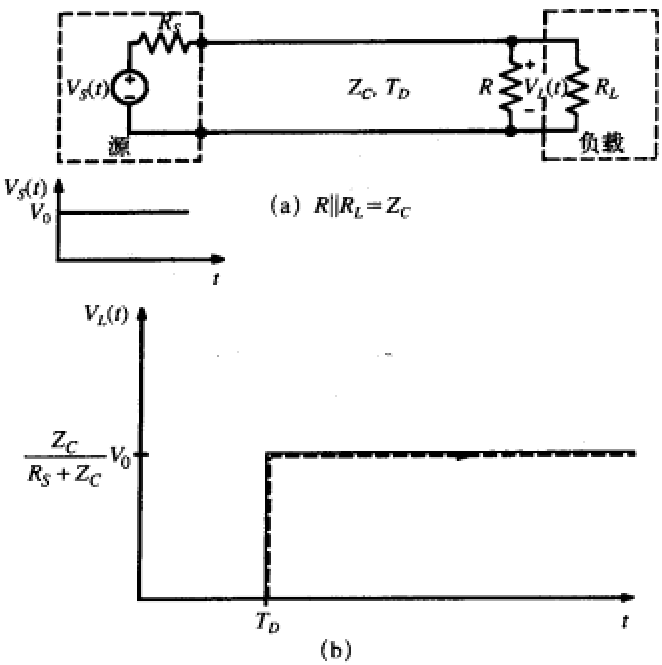
239

$$R \parallel R_L = \frac{RR_L}{R+R_L} = Z_C$$

负载电压如图4-32b所示。注意初始电压电平为：

$$V_{\text{init}} = \frac{Z_C}{R_S+Z_C}V_0$$

该入射波到达负载时被全部吸收，没有反射波。对于并联匹配存在两个弊端。首先，负载电压总是小于源电压V_0。例如，假设$R_S=25\Omega$，$Z_C=50\Omega$和$V_0=5\text{V}$，则负载电压为3.33V。在并联匹配的情况下，没有反射波会使负载电压上升到源电压电平。并联匹配情况的第二个弊端就是即使负载开路，当源处于高电平状态时，传输线也将传送电流。因此，匹配电阻R将消耗功率。



(a) 并联匹配的实现$R//R_L=Z_C$；(b) 并联匹配的作用说明

图4-32 传输线匹配中的并联匹配

作为验证这些匹配方案有效性的一个例子，考虑由一单向时延为2ns的50Ω传输线相连的两个CMOS反向器，如图4-33a所示。负载端的CMOS反向器的输入由一个5pF的电容表示，传输线输入端的CMOS反向器的输出由一个值在0和5V之间转化的电压源表示，源阻抗为20Ω。该传输线在源端和负载端都严重失配。对于幅度为5V，频率为100MHz，50%占空比，上升/下降时间为0.1ns的电压源，其PSPICE程序为：

```
EXAMPLE
VS 1 0 PWL(0 0 0.1N 5 5N 5 5.1N 0 10N 0)
RS 1 2 20
T 2 0 3 0 Z0=50 TD=0.2N
CL 3 0 5P
.TRAN 0.01N 10N 0 0.01N
.PROBE
.END
```

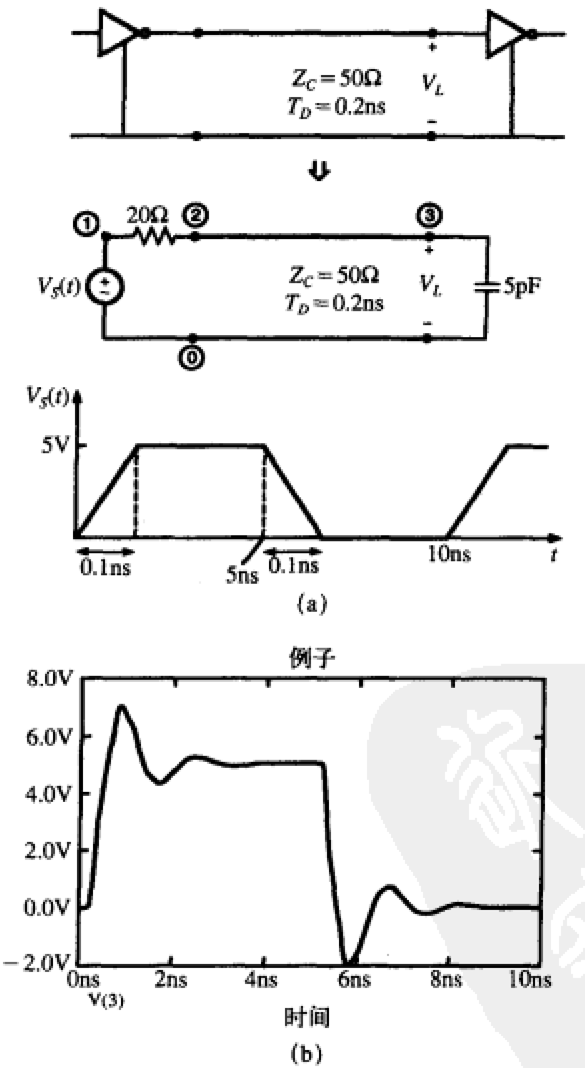
如图4-33b所示为PSPICE对负载电压的仿真，表明由不匹配所导致的振铃特性。 240

如图4-34a所示为串联匹配，其中源的输出端与一个30Ω的电阻串联。其PSPICE程序为：

```
EXAMPLE
VS 1 0 PWL(0 0 0.1N 5 5N 5 5.1N 0 10N 0)
RS 1 2 20
R 2 3 30
T 3 0 4 0 Z0=50 TD=0.2N
CL 4 0 5P
.TRAN 0.01N 10N 0 0.01N
.PROBE
```

```
.END
```

负载电压如图4-34b所示，可以看到负载电压平滑地上升到所希望的5V电压。由于电压源具有0.1ns的上升时间，所以在脉冲的50%点（2.5V处）有一个0.05ns的延迟。再加上单向时延0.2ns，50%点处总的时延为0.25ns。此外，还看到了由容性负载产生的时延，由式（4.68）得$0.693CZ_C=0.1733$ns，这样总的时延为0.4233ns。



（a）问题的描述，（b）负载电压的PSPICE预测

图4-33　利用PSPICE研究匹配方案的有效性

241

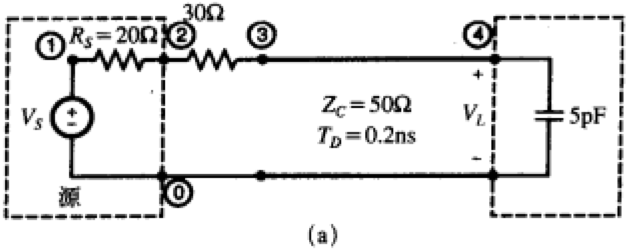
如图4-35a所示为并联匹配，其中50Ω的电阻与负载并联。其PSPICE程序为：

```
EXAMPLE
VS 1 0 PWL(0 0 0.1N 5 5N 5 5.1N 0 10N 0)
RS 1 2 20
T 2 0 3 0 Z0=50 TD=0.2N
```

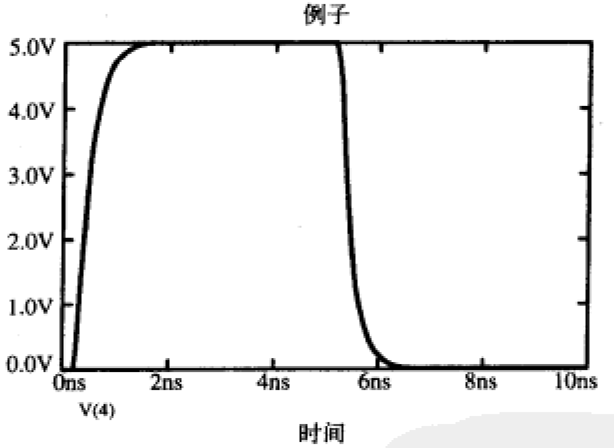
```
CL 3 0 5P
R 3 0 50
.TRAN 0.01N 10N 0 0.01N
.PROBE
.END
```

242

负载电压如图4-35b所示。



(a)



(b)

(a) 为了匹配，在传输线输入端串联插入一电阻；
(b) 负载电压的PSPICE预测，振铃现象已被消除

图4-34 将串联匹配应用于如图4-33所示的问题

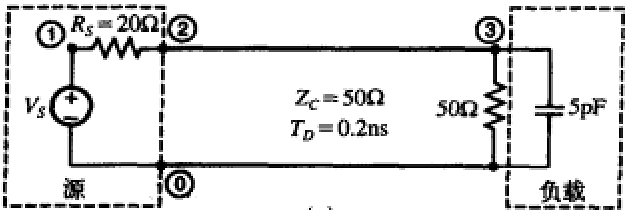
考察下面两个重点。首先，对于并联匹配，传输线在负载端并不是完全匹配。在源波形的低频分量中，5pF的电容在源的低频段具有很大的阻抗，因此采用一50Ω的并联电阻后，阻抗大约为50Ω。在源波形的高频分量中，电容的阻抗小得多，因此当一50Ω电阻与5pF的电容并联时，总阻抗由电容的阻抗决定。因此，对于高频分量，传输线不匹配。根据第3章中的式（3.55），脉冲的最大频谱分量为 $f_{max}=1/\tau_r=10\text{GHz}$。当频率低于$f=1(2\pi RC)=637\text{MHz}$时，50Ω电阻与5pF的电容并联后的阻抗大约为50Ω。因此，源波形中存在重要的频谱分量，使得在这些频率上并联匹配不能实现传输线的匹配。另一个需要考察的重点是稳态电平：

$$V_{稳态}=\frac{R}{R+R_S}V_S=\frac{50}{50+20}5=3.57$$

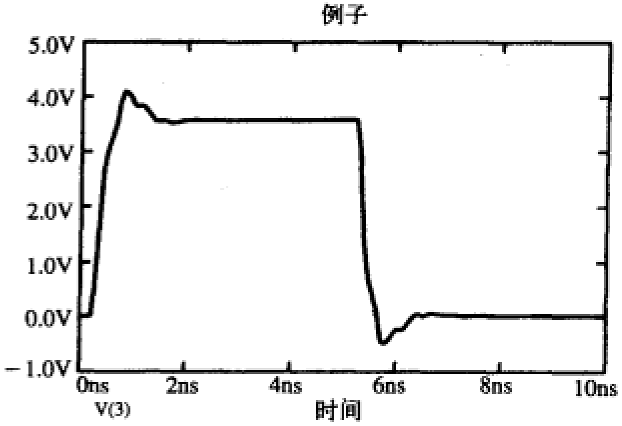
243

因此，对于并联匹配，负载电压大大下降到所希望的5V电平以下，可能会导致逻辑

错误。



(a)



(b)

(a) 为了匹配，与负载并联地插入一电阻；
(b) 负载电压的PSPICE预测，振铃现象没有被完全消除

图4-35 将并联匹配应用于如图4-33所示的问题

4.4.3 不要求传输线匹配的准则

为了在传输线的输出端得到想要的电平和波形，并不总是要求传输线匹配。那么什么时候不要求传输线匹配呢？一种显然的情况就是传输线非常“短”。通过研究如第3章中图3-19所示的梯形脉冲的频谱范围，能够得到一个该方面的准则，即可以得到一个有关脉冲带宽的准则，也就是脉冲的频谱分量，如

$$BW=\frac{1}{\tau_r} \tag{4.73}$$

其中，τ_r为脉冲的上升时间。传输线的分布参数的影响可以忽略的判断准则是传输线在最高的频率上是电小尺寸的：

$$\mathscr{L}<\frac{1}{10}\frac{v}{f_{max}} \tag{4.74}$$

其中，v是传输线上信号的传播速度。将$f_{max}=1/\tau_r$代入式（4.73），得

$$T_D=\frac{\mathscr{L}}{v}<\frac{1}{10}\tau_r \tag{4.75a}$$

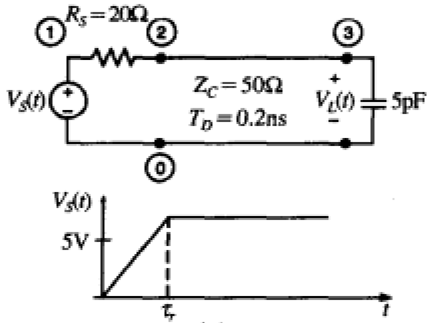
或

$$\tau_r > 10T_D \tag{4.75b}$$

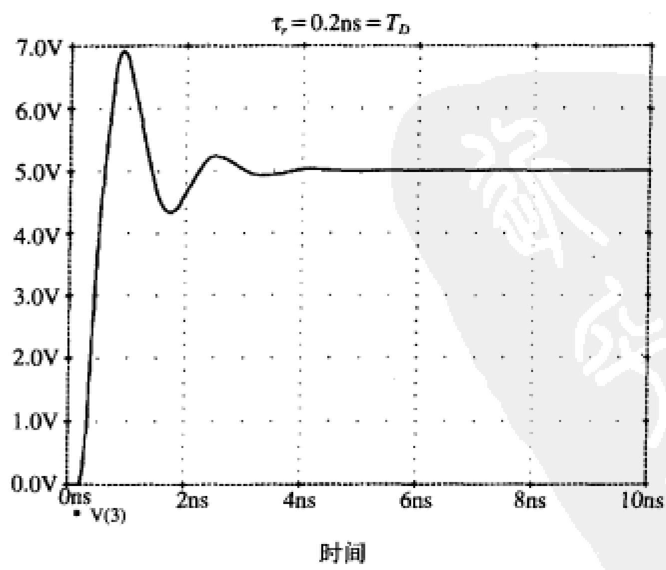
因此，如果脉冲上升时间大于10倍的传输线单向时延，那么传输线以及任何失配都不应该使输出波形严重地降级。

为了研究这一准则，这里重新研究了如图4-33所示的由传输线连接的两个CMOS反向器的问题。源阻抗为20Ω，开路电压在一个上升时间τ_r内从0变换到5V。负载中有5pF电容。传输线具有50Ω的特性阻抗和0.2ns的单向时延。如图4-36b所示为当脉冲上升时间等于传输线的单向时延时的负载电压：$\tau_r=0.2$ns。过冲信号为7V。如图4-36c所示为当脉冲上升时间为5倍的单向传输线时延：$\tau_r=1$ns时的输出波形。过冲信号下降到6V左右。如图4-36d所示为当脉冲上升时间为10倍的单向传输线时延：$\tau_r=2$ns时的输出波形。过冲信号下降到仅为5.3V。最后，如图4-36e所示为当脉冲上升时间为20倍的

244



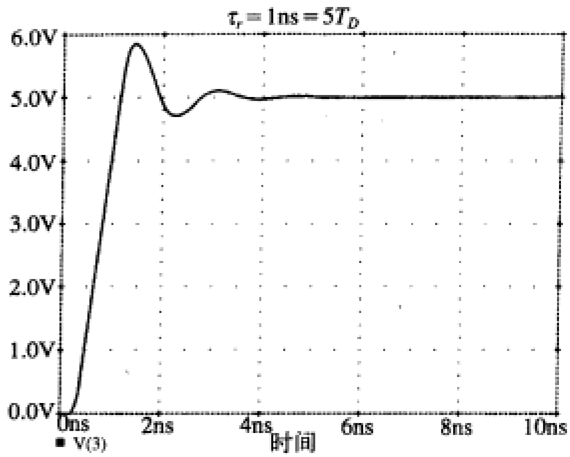
(a)



(b)

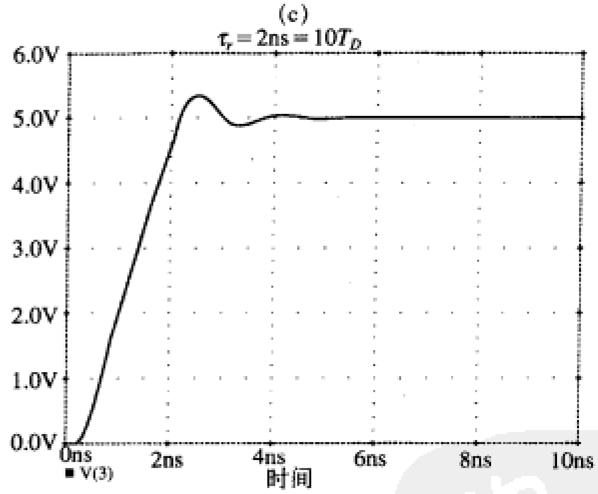
(a) 标注了结点的问题；(b) 上升时间为 $\tau_r=0.2\text{ns}=T_D$ 时的负载电压；(c) $\tau_r=1\text{ns}=5T_D$ 时的负载电压；(d) $\tau_r=2\text{ns}=10T_D$ 时的负载电压；(e) $\tau_r=4\text{ns}=20T_D$时的负载电压

图4-36 求何时“传输线没问题”



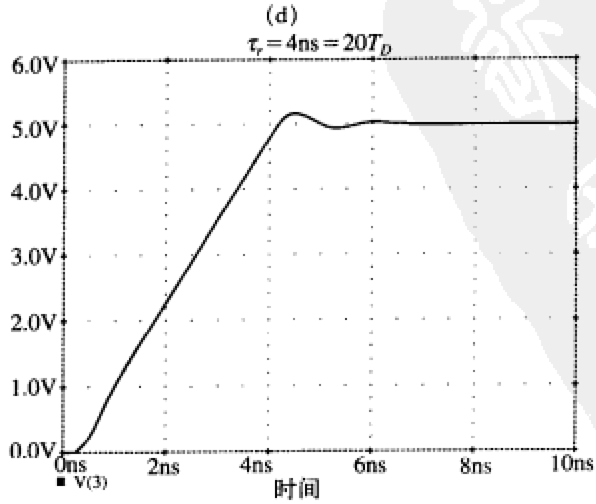
τr = 1ns = 5TD
6.0V
5.0V
4.0V
3.0V
2.0V
1.0V
0.0V
0ns
2ns
4ns
6ns
8ns
10ns
V(3)
时间

(c)



τr = 2ns = 10TD
6.0V
5.0V
4.0V
3.0V
2.0V
1.0V
0.0V
0ns
2ns
4ns
6ns
8ns
10ns
V(3)
时间

(d)



τr = 4ns = 20TD
6.0V
5.0V
4.0V
3.0V
2.0V
1.0V
0.0V
0ns
2ns
4ns
6ns
8ns
10ns
V(3)
时间

(e)

图4-36 （续）

单向传输线时延：$\tau_r = 4$ns时的输出波形。过冲信号下降到5.2V，且很好地近似为5V的稳态电压。

如果假设有效相对介电常数为电路板的相对介电常数（4.7）和空气的相对介电常数的均值（1.0）的平均值，则可以得到有效相对介电常数为$\varepsilon_r' = 2.85$。传播延迟为5.6ns/m或0.1429ns/in。一条7in长的PCB连接盘将会有大约1ns的单向延迟。如果选择$\tau_r > 7T_D$作为准则来代替式（4.75b），那么将给出一个容易记忆的准则：

$$\tau_r\ (\text{ns}) > \mathscr{L}\ (\text{in.}) \tag{4.76}$$

一条7in的连接盘要求脉冲的上升时间超过7ns以确保传输线“没问题”，并不要求匹配。

245 ~ 247

复习题4.9 推导式（4.76）给出的准则。

4.4.4 传输线的不连续性的影响

迄今为止，沿传输线还没有不连续性，即沿传输线不存在横截面的变化也没有增加终端。本节将研究沿传输线的不连续性的影响。通常的不连续出现在传输线横截面发生变化的地方，例如，线的宽度在一些点处发生变化，如图4-37a所示。因此第一部分具有特性阻抗Z_{C1}，第二部分具有特性阻抗Z_{C2}。首先，考虑传输线1中入射接点处的行波。一部分入射电压v_{in}反射回左侧，为$v_{in} = \Gamma_{12} v_{i1}$，其中反射系数为：

$$\Gamma_{12} = \frac{Z_{C2} - Z_{C1}}{Z_{C2} + Z_{C1}} \tag{4.77a}$$

因为从入射波一端看进去的终端阻抗为第二条传输线的特性阻抗。此外，入射电压传输到第二条传输线上的接点，两端的电压部分为$v_{t2} = T_{12} v_{i1}$。连接点两侧的总电压必须相等：

$$v_{i1} + v_{r1} = v_{t2} \tag{4.77b}$$

因此，反射和透射系数的关系如下：

$$1 + \Gamma_{12} = T_{12} \tag{4.77c}$$

透射系数由下式给出：

$$T_{12} = \frac{2Z_{C2}}{Z_{C2} + Z_{C1}} \tag{4.77d}$$

该过程如图4-37b所示。

相似的过程支配着传输线2上向左传输且到达接点的电波，如图4-37c所示。部分入射电压v_{i2}反射回右侧的部分为$v_{r2} = \Gamma_{21} v_{i2}$，其中反射系数为：

$$\Gamma_{21} = \frac{Z_{C1} - Z_{C2}}{Z_{C1} + Z_{C2}} \tag{4.78a}$$

因为从入射波一端看进去的终端阻抗为第一条传输线的特性阻抗。此外，入射电压v_{i1}传输到第一条传输线上的接点两端的电压部分为$v_{t1} = T_{21} v_{i2}$。连接点两侧的总电压也必须相等：

$$v_{i2} + v_{r2} = v_{t1} \tag{4.78b}$$

因此，反射和透射系数的关系如下：

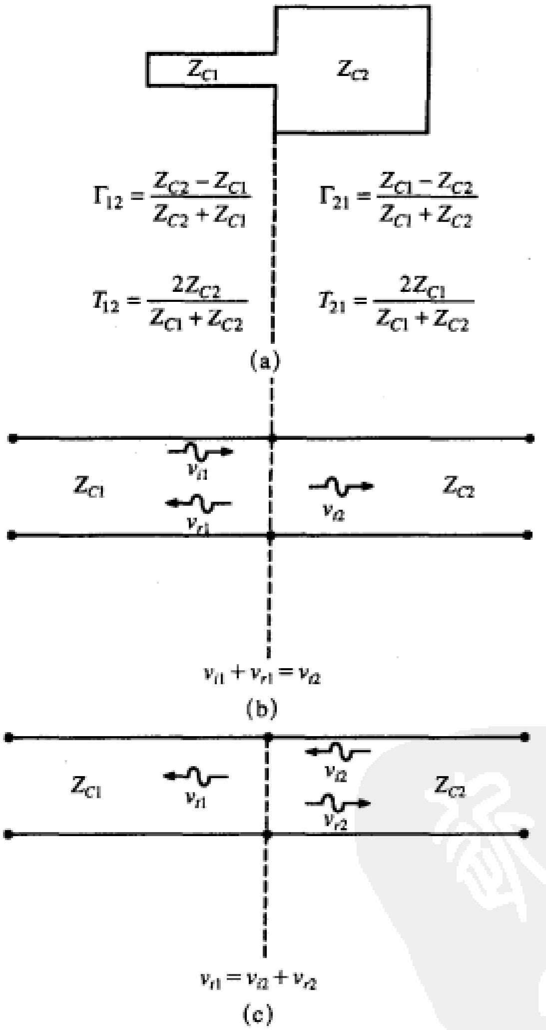
$$1 + \Gamma_{21} = T_{21} \tag{4.78c}$$

248 ~ 249

透射系数由下式给出：

$$T_{21}=\frac{2Z_{C1}}{Z_{C1}+Z_{C2}} \tag{4.78d}$$

该过程如图4-37c所示。



（a）问题说明；（b）对于由左侧入射的波，计算其反射和发射波的说明；
（c）对于由右侧入射的波，计算其反射和发射波的说明

图4-37　由不同的特性阻抗导致的传输线的不连续性说明

当入射波的传播方向不确定时，可以通过跟踪波形和利用上述的发射和透射系数描绘出负载端和连接点处的输出波形。

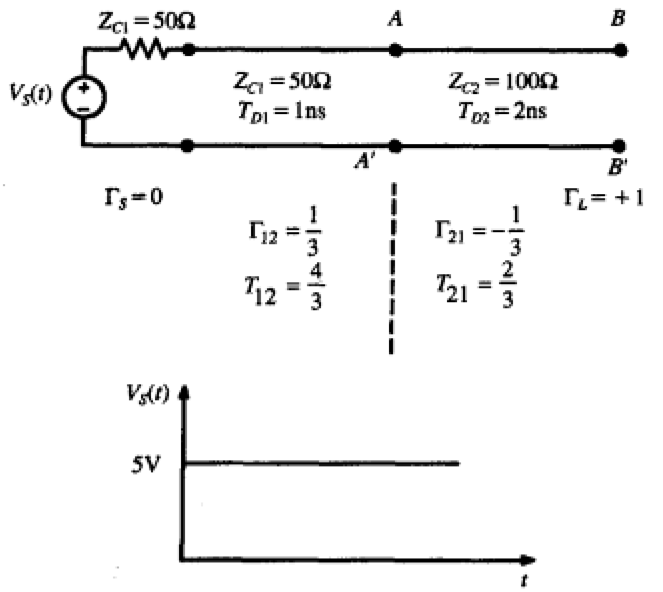
例4.8　两条不同传输线的串联连接如图4-38a所示，图中画出了负载及连接点处的电压波形。传输线在源端串联匹配，终端开路。传输线1具有1ns的总时延和50Ω的特性阻抗，而传输线2具有2ns的总时延和100Ω的特性阻抗。

250

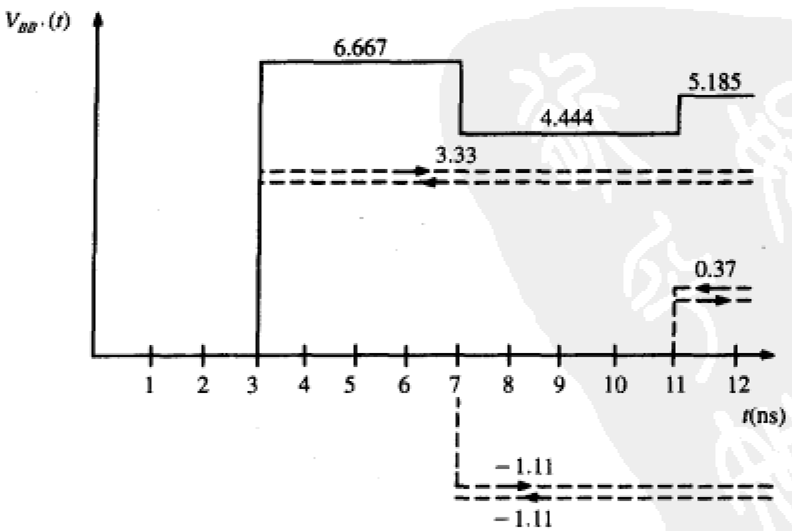
解：首先，计算由传输线1入射到连接点处的入射波的反射系数和透射系数：

$$\Gamma_{12}=\frac{Z_{C2}-Z_{C1}}{Z_{C2}+Z_{C1}}=\frac{100-50}{100+50}=\frac{1}{3}$$

$$T_{12}=\frac{2Z_{C2}}{Z_{C2}+Z_{C1}}=\frac{200}{100+50}=\frac{4}{3}$$



(a)



(b)

(a) 问题的说明；(b) 传输线的终端电压；(c) 连接点处的电压；(d) SPICE仿真

图4-38 例4.8

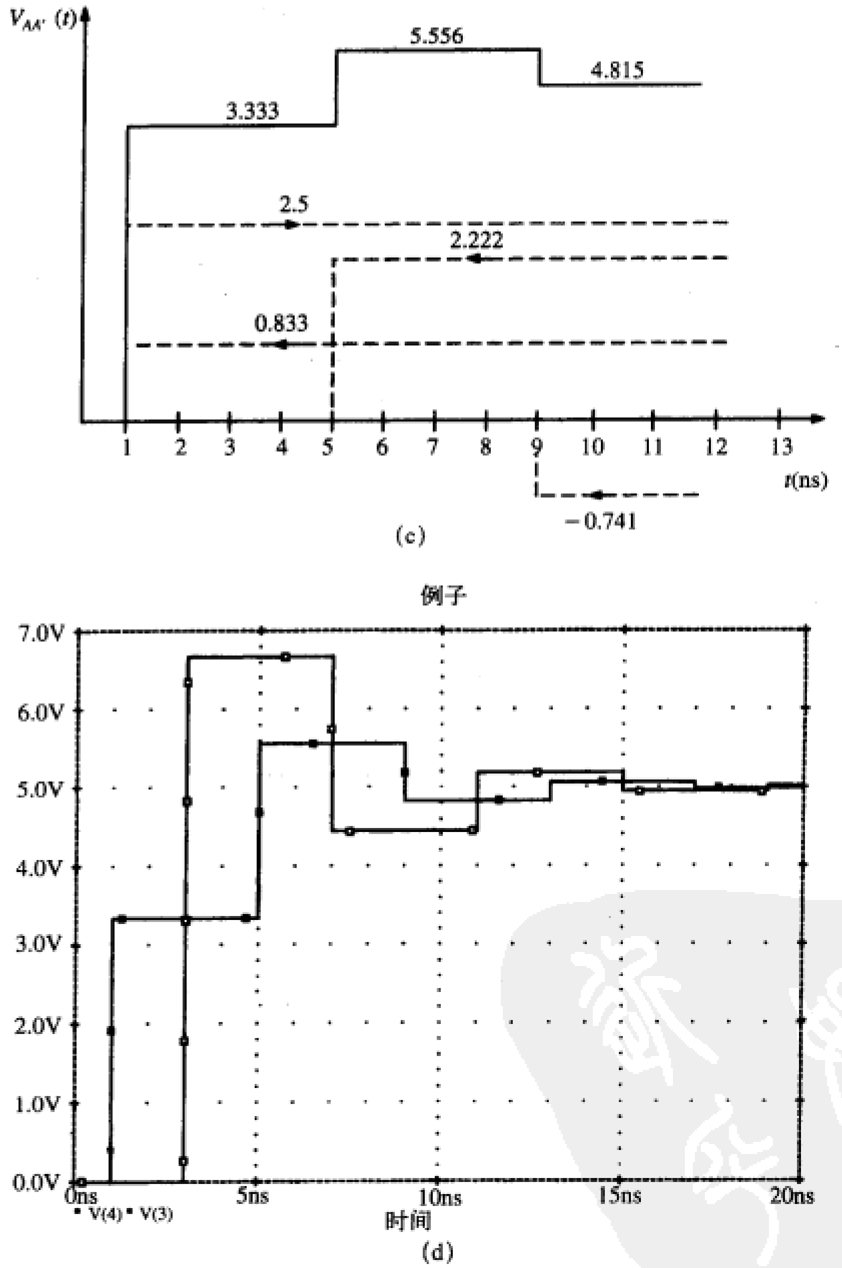


图4-38　（续）

可见，$1+\Gamma_{12}=T_{12}$。类似地，对于由传输线2入射到连接点处的入射波，可以得到

$$\Gamma_{21}=\frac{Z_{C1}-Z_{C2}}{Z_{C1}+Z_{C2}}=\frac{50-100}{50+100}=-\frac{1}{3}$$

$$T_{21}=\frac{2Z_{C1}}{Z_{C1}+Z_{C2}}=\frac{100}{50+100}=\frac{2}{3}$$

同样可以看到，$1+\Gamma_{21}=T_{21}$。发送到传输线1的初始电压为：

$$V_{init}=\frac{Z_{C1}}{(R_S=Z_{C1})+Z_{C1}}\quad 5=2.5$$

如图4-38b所示为传输线2终端的负载电压。2.5V的初始电压出发后经过传输线1的1ns时延到达连接点。$\Gamma_{12}2.5V=0.833V$的电压反射回左侧，另一个1ns后又到达源端，在源端被完全吸收。$T_{12}2.5V=3.333V$的电压穿过连接点传输到传输线2上，再经过2ns或3ns后到达开路负载。开路负载的反射系数为+1，因此将有3.333V的电压发生反射。因此，总电压为6.667V。从右测入射的3.333V反射电压再经过2ns后到达连接点，其中$T_{21}3.33V=2.222V$电压穿过连接点，再经过1ns到达源，在源端被完全吸收。然而，$\Gamma_{21}3.33V=-1.111V$的反射电压在连接点处反射，返回右侧，再经过2ns或7ns后到达负载端。由于负载的反射系数为+1，因此发生全反射，这时负载端的总电压为4.444V。当传输线1的入射（从右侧传来）波（负载的反射波）经过2ns或更长的时间到达连接点时，该过程将持续下去，其中$\Gamma_{21}(-1.111V)=+0.37V$的电压以2ns或11ns的时间被反射回负载，且在负载处被完全反射，可得总的电压为5.185V，接近5V。

251 ≀ 253

用类似的过程可以描绘出连接点的电压，如图4-38c所示。2.5V的初始发射电压以1ns的时间到达连接点，其中$\Gamma_{12}2.5V=0.833V$电压被反射，$T_{12}2.5V=3.333V$电压通过连接点传输到传输线2上。由于要求连接点两侧的电压必须相等，所以可算出连接点处的总电压，即$v_{i1}+v_{r1}=2.5+0.833=3.333V$或$v_{t2}=3.333V$。其中，0.8333V反射电压在源端匹配而被完全吸收，然而，透射电压却在经过另一个2ns后到达负载端被完全反射，电压为3.333V，然后再经过2ns或总共1ns+2ns+2ns=5ns的时间到达连接点（作为从右侧入射的波）。然后又有$\Gamma_{21}3.333V=-1.111V$的电压被反射和$T_{21}3.333V=2.222V$的电压继续传输。由于连接点两侧的电压必须相等，所以可得$(1+\Gamma_{21})3.333V=2.222V$或$T_{21}3.333V=2.222V$。将该电压与已求得的3.333V的电压相加便得到总电压5.556V。该2.222V电压经过反射，2ns后到达负载端发生完全反射，再经过2ns或9ns到达连接点，又发生反射，反射电压为$\Gamma_{21}2.222V=-0.741V$。再将该电压与上面求得的总反射电压相加，可得现在的总电压4.815V。这也接近5V稳态电压。如图4-38c所示。

采用PSPICE能够描绘出这两个电压。PSPICE的源代码为：

```
EXAMPLE
VS 1 0 PWL(0 0 1.0P 5 100N 5)
RS 1 2 50
T1 2 0 3 0 Z0=50 TD=1N
T2 3 0 4 0 Z0=100 TD=2N
RL 4 0 1E8
.TRAN 0.1N 30N 0 0.1N
.PROBE
.END
```

利用1ps的上升时间模拟阶跃电压。利用PROBE对连接点和负载端的电压进行描绘，如图4-38d所示，从而验证了通过手算得到的曲线。

在前面的例子中，源端串联匹配没有像计算结果所证明的那样消除反射。这是由于不连续的存在。不连续处的反射波传回源端，由于源端匹配而被完全吸收，而不连续处的部分入射波则穿过不连续处传输到负载端。由于负载与传输线的第二部分不匹配，所以有发射波反射回左侧，即入射到不连续处，因此会有部分波穿过不连续处向源端传输，在源端被吸收。反过来考虑，专门假定负载端并联匹配，源端非串联匹配。由源端发送

的入射到不连续处的波将会发生反射，反射波传送回源端被反射。部分穿过不连续处的入射波将会入射到负载端，但会被完全吸收，因为负载端是并联匹配的。然而源端的部分反射波将再一次入射到不连续处，而且一部分将会穿过不连续处继续传输，并再一次入射到负载端，在负载端被吸收。然而，在源和负载上都会得到反射波。因此，为了消除具有不连续性的传输线上的反射，源端必须串联匹配而负载端必须并联匹配。

254

例4.9　一传输线具有不连续处，且源端和负载端均匹配，用符号而非数值描绘该传输线不连续处的电压和负载端的电压。利用PSPICE仿真验证所得的结论，使用阶跃电压$V_S=5V$，$Z_{C1}=50\Omega$，$T_{D1}=1ns$，$Z_{C2}=100\Omega$，$T_{D2}=2ns$。

解：问题如图4-39a所示。发射的初始电压为$V_{init}=V_S/2$，经过$T_{D1}s$传输到不连续处。部分入射波$\Gamma_{12}(V_S/2)$被反射回源端，部分入射波$T_{12}=(V_S/2)$穿过不连续处继续传输，经$T_{D1}+T_{D2}$s后入射到负载端，在负载端被吸收。不连续处和负载端的波形如图4-39b所示。不连续处的总电压为：

255

$$V_{mid}=(1+\Gamma_{12})\frac{V_S}{2}=T_{12}\frac{V_S}{2}=\frac{Z_{C2}}{Z_{C1}+Z_{C2}}V_S$$

负载端的总电压为：

$$V_L=T_{12}\frac{V_S}{2}=\frac{Z_{C2}}{Z_{C1}+Z_{C2}}V_S$$

256

可观察到，不连续处和负载端的电压是相同的。这是合理的，因为这些都是稳态电压。

如图4-39c所示为这些电压的PSPICE仿真，表明电压为[100/(50+100)]=3.333V。其PSPICE程序为：

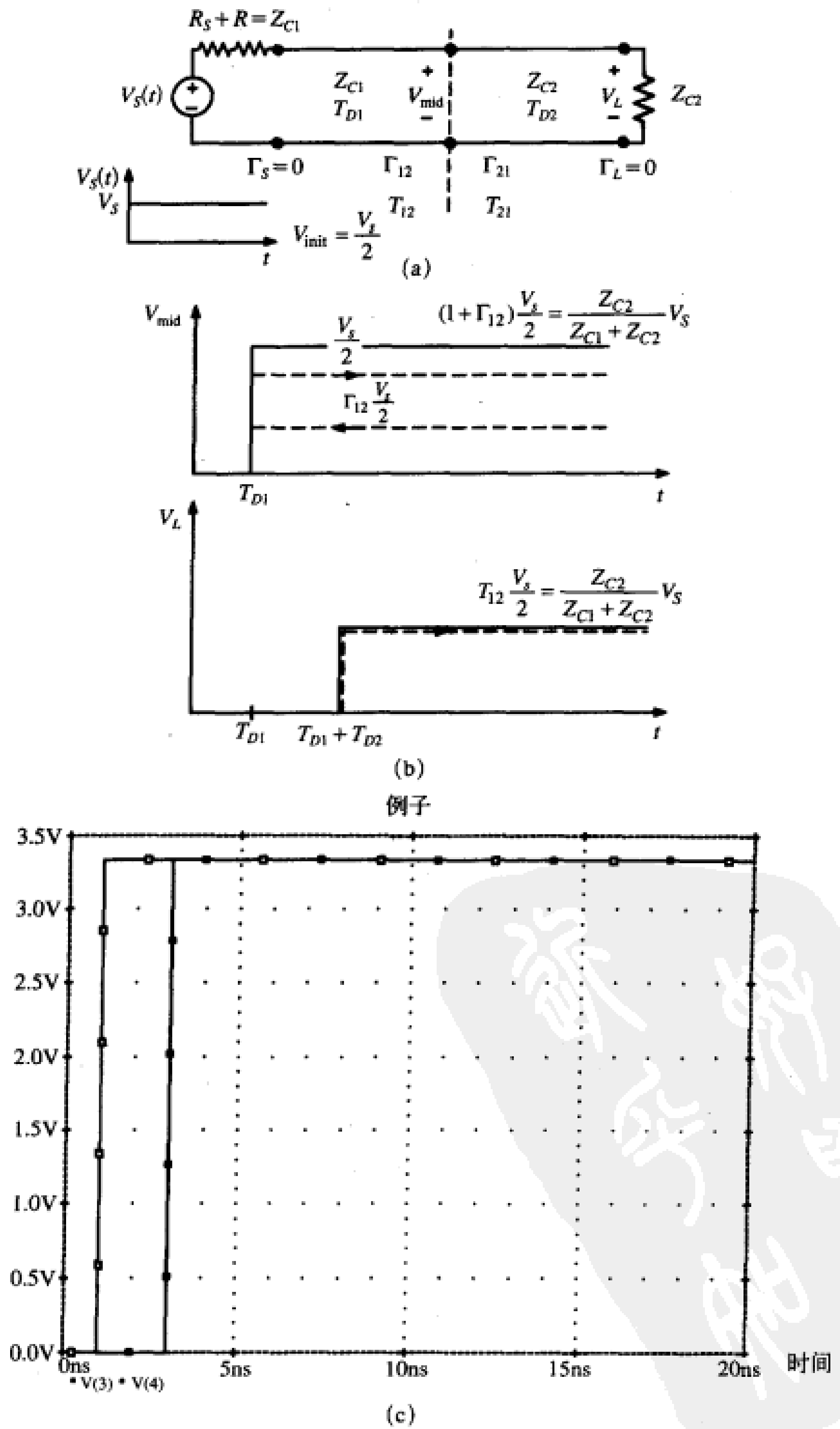
```
EXAMPLE
VS 1 0 PWL(0 0 1P 5 20P 5)
RSPR 1 2 50
T1 2 0 3 0 Z0=50 TD=1N
T2 3 0 4 0 Z0=100 TD=2N
RL 4 0 100
.TRAN 0.1N 20N 0.1N
.PROBE
.END
```

最后，考虑由以串联形式和并联形式馈电的多输线馈电所引起的不连续处，如图4-40所示[12]。首先考虑如图4-40a所示的串联馈电。对该结构的分析实质上和前面对传输线的不连续性的分析相同。为简单起见，假设两根传输线都具有相同的特性阻抗Z_C，但传输时延可能不同。这里给出两个门电路的馈电，假设在它们的输入端开路。应如何匹配才能防止反射呢？显然，源端串联匹配，$R_S+R=Z_C$，将消除反射。（如果传输线的特性阻抗不相等，那么将不会出现这种情况，如前所示）。也可以在负载端进行并联匹配，但这在以前的讨论中已经有了结论，如该匹配电阻在高电平状态时会消耗功率。一个常见的错误是在中点即在两传输线的连接点处并联匹配。如果将一个电阻$R=Z_C$接入两传输线的连接点处，如图4-41所示，那么会得到什么结论呢？从左侧传输线看进去，该电阻与第二条传输线的特性阻抗相并联，总阻抗为$Z_C/2$。因此，在连接点处将得到

257

$$\Gamma_{12}=\frac{(Z_C/2)-Z_C}{(Z_C/2)+Z_C}=\Gamma_{21}=-\frac{1}{3}$$

而且

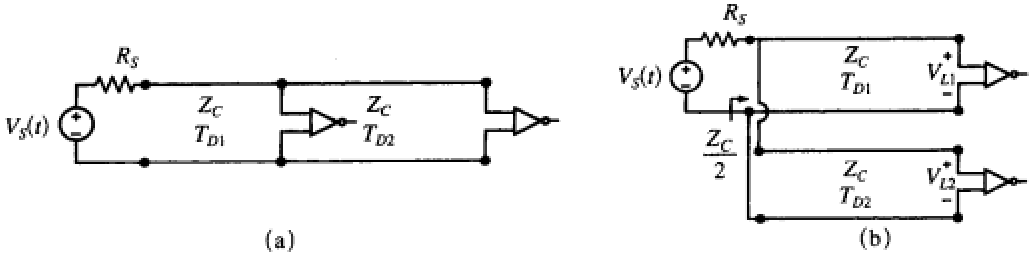


(a) 问题的说明；(b) 符号解法；(c) SPICE解法

图4-39 例4.9：具有不连续点的传输线，其源和负载均匹配

$$T_{12}=\frac{2(Z_C/2)}{(Z_C/2)+Z_C}=T_{21}=\frac{2}{3}$$

258 因此，在连接点处会出现多重反射和透射现象。



(a) 串联分配；(b) 并联分配

图4-40 多传输线馈电的影响

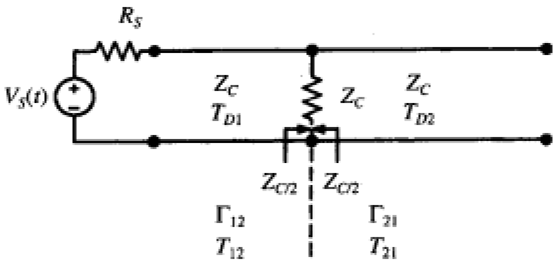


图4-41 与传输线中点的串联分配相匹配：一个导致问题更严重的错误

接下来考虑并联馈电的情况，如图4-40b所示。其中，源驱动两根并联的传输线。显然，由于负载端开路，所期望的稳态负载电压为V_S。从源端看过去为双先并联，因此其净阻抗为$Z_C/2$，所以初始的发射电压（针对电平为V_S的阶跃电压）为：

$$V_{\text{init}}=\frac{Z_C/2}{R_S+(Z_C/2)}V_S \tag{4.79}$$

该电压被传送到每一根传输线上。在负载端遇到开路（门电路的输入端）时，被全部反射回来。分别经过T_{D1}和T_{D2}的时延到达源端。可以通过一个简单的方法说明并再现如图4-42所示的情况。从左侧的传输线看进去的连接点处的阻抗为：

$$R_S\|Z_C=\frac{R_SZ_C}{R_S+Z_C}$$

因此，可得连接点处的反射系数和透射系数：

259

$$\Gamma_{12}=\Gamma_{21}=-\frac{Z_C}{2R_S+Z_C} \tag{4.80a}$$

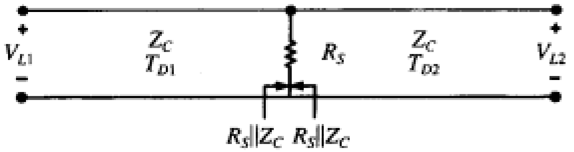
和

$$T_{12}=T_{21}=\frac{2R_S}{2R_S+Z_C} \tag{4.80b}$$

复习题4.10 推导式（4.80）中的反射系数和透射系数。

式（4.79）中给出的初始发射电压将会在每一个负载端发生全反射，然后传输到连

接点处，此时将有$\Gamma_{12}V_{init}=\Gamma_{21}V_{init}$的电压反射，有$T_{12}V_{init}=T_{21}V_{init}$的电压穿过连接点。该过程持续进行下去，因此在连接点处和负载端会存在持续的反射。



$$\Gamma_{12}=\frac{R_S\|Z_C-Z_C}{R_S\|Z_C+Z_C}=-\frac{Z_C}{2R_S+Z_C} \qquad \Gamma_{21}=\Gamma_{12}$$

$$T_{12}=1+\Gamma_{12}=\frac{2R_S}{2R_S+Z_C} \qquad T_{21}=T_{12}$$

图4-42 图4-40b所示并联分配情况的分析

这是人们不想看到的，那么如何消除这些反射呢？首先，假设在源端采用串联匹配，也就是令$R_S=Z_C$。在这种情况下，反射系数为$-1/3$，透射系数为2/3。假设采用串联匹配，但选择$R_S=Z_C/2$。在这种情况下，反射系数为$-1/2$，反射没有被消除。但是，如果两线的传输时延相等（不太可能的情况），则在两个时延后，负载电压将达到稳态。一个可选的匹配方案是在负载端进行并联匹配，即在负载两端并联一电阻Z_C。但这可能会导致不希望发生的情况，即在高电平状态下导致电流的流过，这是所有并联方案都存在的一个问题。并联驱动多个负载的同时会导致出现从该驱动器流出的电流。因此，并联馈电与串联馈电相比不可取。

4.5 传输线的正弦激励和相量解

现在考虑电压源是单频正弦波形的情况，即，

$$V_S(t)=V_S\cos(\omega t) \tag{4.81}$$

其中，$\omega=2\pi f$。解析法（相量分析）与单频正弦激励源的集总参数电路的分析相同（见附录A）。这里将重点放在单频正弦激励源激励的传输线并不是因为实际的激励源是单频正弦激励源（它们不是），而是因为任何周期（非周期的）波形都可以用单频正弦分量构成的傅里叶级数（傅里叶变换）来表示。因此，如果系统是线性的（如具有线性源和负载的传输线）。那么，可以利用叠加原理，让每个频率分量通过系统并在输出端点时相加以得到时域的负载电压，这就使得人们深入研究传输线是如何处理各种单频分量的，就如同电子滤波器的情况一样。

260

这里也假定加到传输线上的激励源持续足够的时间，使得瞬态分量足够衰减，只剩下沿传输线的正弦稳态电压和电流。因此，把激励源用等效的相量形式$\hat{V}_S=V_S\underline{/0^\circ}$来代替，这样传输线上最终的电压和电流就以相量形式给出：

$$V(z,t)=\mathrm{Re}\{\hat{V}(z)e^{j\omega t}\} \tag{4.82a}$$

$$I(z,t)=\mathrm{Re}\{\hat{I}(z)e^{j\omega t}\}\tag{4.82b}$$

4.5.1 作为位置函数的电压和电流

把式（4.82）中的相量形式代入式（4.2）的传输线方程中可以得到无耗传输线的相量形式的方程，此处用jω来替换时间微分：

$$\frac{d\hat{V}(z)}{dz}=-j\omega l\hat{I}(z)\tag{4.83a}$$

$$\frac{d\hat{I}(z)}{dz}=-j\omega c\hat{V}(z)\tag{4.83b}$$

对z进行微分，并替换其他部分，可以得到非耦合的二阶方程：

$$\frac{d^2\hat{V}(z)}{dz^2}+\omega^2lc\hat{V}(z)=0\tag{4.84a}$$

$$\frac{d^2\hat{I}(z)}{dz^2}+\omega^2lc\hat{I}(z)=0\tag{4.84b}$$

上述方程的解可以如文献[1，2]中那样简单求得：

$$\hat{V}(z)=\hat{V}^+e^{-j\beta z}+\hat{V}^-e^{j\beta z}\tag{4.85a}$$

$$\hat{I}(z)=\frac{\hat{V}^+}{Z_C}e^{-j\beta z}-\frac{\hat{V}^-}{Z_C}e^{j\beta z}\tag{4.85b}$$

式中，$\hat{V}^+$和$\hat{V}^-$是尚未确定的复常量。其他项是所熟悉的特性阻抗和相量常数，即

$$Z_C=\sqrt{\frac{l}{c}}\tag{4.86}$$

$$\beta=\frac{\omega}{v}\tag{4.87}$$

v是传输线上的传播速度：

$$v=\frac{1}{\sqrt{lc}}=\frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}}\tag{4.88}$$

传输线周围的媒质假定为均匀媒质，用μ和ε来表示。这些结论也适用于图4-2所示的非均匀媒质中的传输线。在这些情况下，媒质的特性可用等效介电常数来表示：$\varepsilon=\varepsilon_0\varepsilon_r'$。

考虑如图4-43所示的传输线。该传输线在终端$z=\mathscr{L}$处端接阻抗$\hat{Z}_L$，激励源是具有源电压$\hat{V}_S=V_S\angle 0^\circ$和复数源阻抗$\hat{Z}_S$的相量源。这里把在传输线的特定点$z$处的复电压反射系数定义为后向行波的电压相量和前向行波的电压相量之比：

$$\hat{\Gamma}(z)=\frac{\hat{V}^-e^{j\beta z}}{\hat{V}^+e^{-j\beta z}}=\frac{\hat{V}^-}{\hat{V}^+}e^{j2\beta z}\tag{4.89}$$

利用该反射系数，式（4.85）中的电压和电流可以写成为：

$$\hat{V}(z)=\hat{V}^+e^{-j\beta z}[1+\hat{\Gamma}(z)]\tag{4.90a}$$

$$\hat{I}(z)=\frac{\hat{V}^+}{Z_C}e^{-j\beta z}[1-\hat{\Gamma}(z)]\tag{4.90b}$$

也可以将传输线任意点处的输入阻抗定义为传输线上该点的总电压和电流之比，如图4-43所示，即

$$\hat{Z}_{in}(z)=\frac{\hat{V}(z)}{\hat{I}(z)}=Z_C\frac{1+\hat{\Gamma}(z)}{1-\hat{\Gamma}(z)} \tag{4.91}$$

负载端的反射系数为：

$$\hat{\Gamma}_L=\frac{\hat{Z}_L-Z_C}{\hat{Z}_L+Z_C} \tag{4.92}$$

传输线上其他点处的反射系数与负载端的反射系数有关[1, 2]为：

$$\hat{\Gamma}(z)=\hat{\Gamma}_L e^{j2\beta(z-\mathscr{L})} \tag{4.93}$$

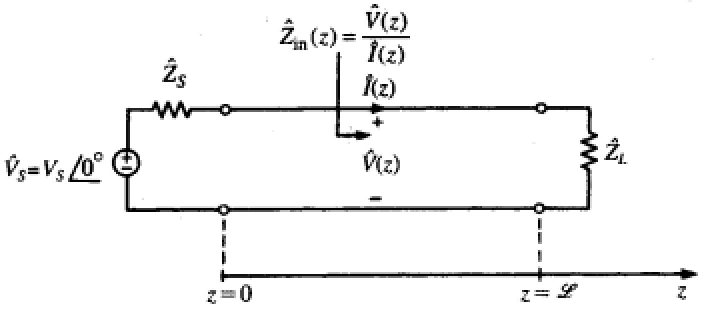


图4-43 传输线正弦稳态（相量）分析中各项的定义

这样，传输线上任意点处的反射系数都可以与负载端的反射系数相关，并且可以从式（4.92）直接计算得到。下面给出计算传输线电压和电流的的一般步骤，步骤如下：

（1）从式（4.92）计算负载端的反射系数。

（2）从式（4.93）计算传输线输入端的反射系数：

$$\hat{\Gamma}(0)=\hat{\Gamma}_{in}=\hat{\Gamma}_L e^{-j2\beta\mathscr{L}} \tag{4.94}$$

（3）从式（4.91）计算传输线的输入阻抗：

$$\hat{Z}_{in}(0)=Z_C\frac{1+\hat{\Gamma}(0)}{1-\hat{\Gamma}(0)} \tag{4.95}$$

（4）计算传输线的输入电压向量（利用分压原理）：

$$\hat{V}(0)=\frac{\hat{Z}_{in}(0)}{\hat{Z}_{in}(0)+\hat{Z}_S}\hat{V}_S \tag{4.96}$$

（5）从式（4.90）计算未知常数 $\hat{V}^+$：

$$\hat{V}^+=\frac{\hat{V}(0)}{1+\hat{\Gamma}(0)} \tag{4.97}$$

（6）最后，从式（4.90）计算传输线上任意点处的电压和电流。

这样，传输线的时域电压和电流就可以从利用式（4.82）求得的这些电压相量和电流相量得到。

也有可能得到这些结果的解析表达式。上述结果合并以后可以得到传输线上任意点处以电压源表示的电压相量和电流相量的方程：

261～264

$$\hat{V}(z)=\frac{1+\hat{\Gamma}_L e^{-j2\beta\mathscr{L}}e^{j2\beta z}}{1-\hat{\Gamma}_S\hat{\Gamma}_L e^{-j2\beta\mathscr{L}}}\frac{Z_C}{Z_C+\hat{Z}_S}\hat{V}_S e^{-j\beta z} \tag{4.98a}$$

$$\hat{I}(z)=\frac{1-\hat{\Gamma}_L e^{-j2\beta\mathscr{L}}e^{j2\beta z}}{1-\hat{\Gamma}_S\hat{\Gamma}_L e^{-j2\beta\mathscr{L}}}\frac{1}{Z_C+\hat{Z}_S}\hat{V}_S e^{-j\beta z} \tag{4.98b}$$

输入阻抗也可以写为：

$$\hat{Z}_{in}(0)=Z_C\frac{1+\hat{\Gamma}_L e^{-j2\beta\mathscr{L}}}{1-\hat{\Gamma}_L e^{-j2\beta\mathscr{L}}}=Z_C\frac{\hat{Z}_L+jZ_C\tan\beta\mathscr{L}}{Z_C+j\hat{Z}_L\tan\beta\mathscr{L}} \tag{4.99}$$

复习题4.11　推导式（4.98）和式（4.99）中的等式。

从上述结果可以导出一些令人感兴趣的特性。例如，从式（4.92）可以看出，如果传输线是匹配的，$\hat{Z}_L=Z_C$，那么负载端的反射系数为零，$\hat{\Gamma}_L=0$。方程（4.98）表明，对于匹配传输线，电压幅度和电流幅度与沿传输线的位置无关：

$$\hat{V}(z)=\frac{Z_C}{Z_C+\hat{Z}_S}\hat{V}_S e^{-j\beta z} \tag{4.100a}$$

$$\hat{Z}_L=Z_C\quad(\text{匹配传输线})$$

$$\hat{I}(z)=\frac{1}{Z_C+\hat{Z}_S}\hat{V}_S e^{-j\beta z} \tag{4.100b}$$

只要有可能，就希望传输线是匹配的，即$\hat{Z}_L=Z_C$，以消除反射。这也有可能使传输线沿线的电流和电压的幅度为常数，而只有传输线上的两点之间的电压和电流的相位发生变化，如式（4.100）中的系数$e^{-j\beta z}$。通常，传输线不可能完全匹配，因此需要一个定量标准来衡量匹配程度，这可以用*电压驻波比*（VSWR）来表示。VSWR定义为传输线上最大电压的幅度和最小电压的幅度之比[1, 2]：

$$\text{VSWR}=\frac{|\hat{V}(z)|_{max}}{|\hat{V}(z)|_{min}}=\frac{1+|\hat{\Gamma}_L|}{1-|\hat{\Gamma}_L|} \tag{4.101}$$

[见式（4.90）]短路负载的反射系数为$\hat{\Gamma}_L=-1$，而开路负载的反射系数为$\hat{\Gamma}_L=1$。对于这两种情况，反射系数的幅度均为1，因此VSWR将等于无穷大。对于这两种情况中的任何一种，传输线上的最小电压为零，这就是为什么VSWR为无穷大。VSWR很大表示传输线沿线的电压和电流幅度剧烈波动，这是人们不希望出现的。另一方面，匹配负载的反射系数为0，VSWR为1，因此VSWR将介于1和无穷大之间：

265

$$1<\text{VSWR}<\infty$$

VSWR越接近1，匹配越好。方程（4.99）也表示*无耗传输线的输入阻抗每隔半波长的整数倍就重复一次*；也就是说，对于一段传输线，如果增加或剪掉长度为半波长的整数倍的线段，其输入阻抗相同。这可以从$\beta=2\pi/\lambda$观察到。方程（4.99）也表示*终端短路（开路）的长度为四分之一波长的传输线，其输入阻抗表现为开路（短路）*。

例4.10　作为一个数值计算例子，考虑如图4-44a所示的平行传输线。传输线单位长度参数为$c=200\text{ pF/m}$和$l=0.5\ \mu\text{H/m}$，由此可以计算出：

$$Z_C = \sqrt{\frac{l}{c}} = 50 \qquad v = \frac{1}{\sqrt{lc}} = 100$$

266

因为激励源的频率为30MHz，所以1m长的传输线其电长度为0.3λ。负载端的反射系数为：

$$\hat{\Gamma}_L = \frac{\hat{Z}_L - Z_C}{\hat{Z}_L + Z_C} = \frac{100 + j50 - 50}{100 + j50 + 50} = 0.447\underline{/26.6^\circ}$$

而VSWR为：

$$\text{VSWR} = \frac{1 + |\hat{\Gamma}_L|}{1 - |\hat{\Gamma}_L|} = \frac{1 + 0.447}{1 - 0.447} = 2.62$$

该传输线的输入阻抗可以从上述结果中得到：

$$\hat{\Gamma}(0) = \hat{\Gamma}_L e^{j2\beta(0-\mathscr{L})} = \hat{\Gamma}_L e^{-j2\beta\mathscr{L}} = 0.447\underline{/26.6^\circ} e^{-j216^\circ} = 0.447\underline{/-189.4^\circ}$$

所以，

$$\hat{Z}_{in}(0) = Z_C \frac{1 + \hat{\Gamma}(0)}{1 - \hat{\Gamma}(0)} = 19.54\underline{/10.34^\circ}$$

传输线输入端的电压为：

$$\hat{V}(0) = \frac{\hat{Z}_{in}(0)}{\hat{Z}_{in}(0) + \hat{Z}_S}\hat{V}_S = 0.664\underline{/3.5^\circ}$$

267

和

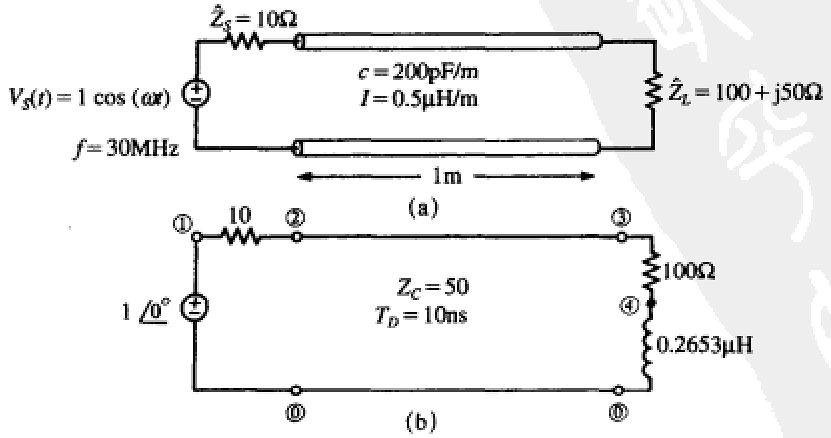
$$\hat{I}(0) = \frac{\hat{V}(0)}{\hat{Z}_{in}(0)} = 34 \times 10^{-3}\underline{/-6.8^\circ}$$

所以，传输线输入端的时域电压和电流为：

$$V(0,t) = 0.664\cos(60\pi \times 10^6 t + 3.5^\circ)$$

$$I(0,t) = 0.034\cos(60\pi \times 10^6 t - 6.8^\circ)$$

负载处的电压相量和电流相量，可以从最先确定的常数 $\hat{V}^+$ 来求得：



(a) 问题的定义，(b) SPICE电路

图4-44 传输线的相量分析举例

$$\hat{V}^{+}=\frac{\hat{V}(0)}{1+\hat{\Gamma}(0)}=1.18\angle -3.94^{\circ}$$

因此，

$$\hat{V}(\mathscr{L})=\hat{V}^{+}e^{-j\beta\mathscr{L}}(1+\hat{\Gamma}_L)=1.18\angle -3.94^{\circ}e^{-j108^{\circ}}(1+0.447\angle 26.6^{\circ})=1.668\angle -103.8^{\circ}$$

所以，负载端的时域电压为：

$$V(\mathscr{L},t)=1.668\cos(60\pi\times 10^6 t-103.8^{\circ})$$

可以根据前一节讨论时域解时所用的严格的传输线模型利用SPICE来计算无耗双线传输线方程的频域解。作为例子，利用SPICE来求解上述问题。SPICE电路如图4-44b所示，而相应的SPICE程序为：

268

```
FIGURE 4.44
VS 1  0  AC  1
RS 1  2  10
T  2  0  3  0  ZO=50  TD=10N
RL 3  4  100
LL  4  0  .2653U
.AC  DEC 1  30E6  30E6
.PRINT  AC  VM(2)  VP(2)  VM(3)  VP(3)
.END
```

SPICE计算的结果为：

$$\hat{V}(0)=0.6638\angle 3.513^{\circ},\quad \hat{V}(\mathscr{L})=1.666\angle -103.8^{\circ}$$

这正好是人工计算的结果。注意为了利用SPICE来进行频域的计算，首先必须能构造一个电路来代表复负载阻抗 $\hat{Z}_L=100+j50$ 。一个100Ω电阻串联一个0.2653μH电感就可以得到30MHz时的阻抗。

复习题4.12　求传输线的源电压和负载电压，传输线长10m，特性阻抗为$Z_C=50\Omega$，波的传播速度为$V=200\text{m}/\mu\text{s}$，源在26MHz时的电压为 $\hat{V}_S=100\angle 0^{\circ}$ ， $\hat{Z}_S=50\,\Omega$ ，$\hat{Z}_L=100+j50\,\Omega$。

答案：$\hat{V}(0)=28.28\angle 7.48^{\circ}$ ， $\hat{V}(\mathscr{L})=70.71\angle -99.84^{\circ}$

复习题4.13　用SPICE求复习题4.12。

答案：$\hat{V}(0)=28.28\angle 7.473^{\circ}$ ， $\hat{V}(\mathscr{L})=70.71\angle -99.87^{\circ}$

4.5.2　功率流

从TEM传播模式的横向性本质可以看出，功率流的方向沿±z方向，这是因为坡印亭矢量就是该方向的。利用传输线电压和电流，沿+z方向的平均功率流可表示为：

$$P_{av}(z)=\frac{1}{2}\text{Re}\{\hat{V}(z)\hat{I}^{*}(z)\}\tag{4.102}$$

其中，*代表负数的共轭。将式（4.90）给出的电压相量和电流相量代入式（4.102）[1,2]：

$$P_{av}(z)=\frac{1}{2}\frac{|\hat{V}^{+}|^2}{Z_C}(1-|\hat{\Gamma}_L|^2)\tag{4.103}$$

该结果也可以通过把前向和后向波的平均功率相加得到。如果把前向行波作为入射波，而把后向波作为反射波，那么二者功率的比值为：

269

$$\frac{P_{av,\,reflected}}{P_{av,\,incident}} = |\hat{\Gamma}_L|^2 \tag{4.104}$$

当负载为开路电路或短路电路时，反射系数的幅度为1，式（4.104）表明所有的入射功率即被反射回去；这是一个合理的结果。类似地，如果传输线匹配，那么反射系数为零，则式（4.104）表明所有的入射功率都被负载吸收。

例4.11 求如图4-44所示的传输线，考虑例4.10，求传输线输入端和负载段的功率。

解：

$$\begin{aligned}P_{av,\,传输线} &= \tfrac{1}{2}\mathrm{Re}\{\hat{V}(0)\hat{I}^*(0)\}\\ &= \tfrac{1}{2}\mathrm{Re}\{0.664\underline{/3.5^\circ}\,0.034\underline{/6.8^\circ}\}\\ &= 11.1\ \mathrm{mW}\\ &= \tfrac{1}{2}|\hat{V}(0)||\hat{I}(0)|\cos(\theta_V-\theta_I)\\ &= \tfrac{1}{2}(0.664)(0.034)\cos(3.5^\circ+6.8^\circ)\end{aligned}$$

由于假定了传输线是无耗的，所以全部平均功率都传给了负载，这可以通过下式来直接证明：

$$P_{av,\,负载} = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\{\hat{V}(\mathscr{L})\hat{I}^*(\mathscr{L})\} = \frac{1}{2}\frac{|\hat{V}(\mathscr{L})|^2}{|\hat{Z}_L|}\cos\underline{/\hat{Z}_L} = \frac{1}{2}\frac{(1.668)^2}{111.8}\cos 26.57^\circ = 11.1$$

4.5.3 有耗传输线总结

非理想传输线和/或周围媒质都可以很容易地非常精确地包括在上述的频域解中，与时域解正好相反。而且，集肤效应也可精确地考虑在内，计算有关频点处传输线的电阻并将该值作为该频率上的常数即可。这与时域解不同，因为传输线方程中包含传输线阻抗会使求解变得极其复杂，即使我们假定阻抗与频率无关（由于集肤效应，该假定是不正确的）。 270

传输线方程是从如图4-4所示的等效电路推导出来的，见方程（4.2）。如图4-45所示的有耗传输线单位长度的等效电路中加上了单位长度的电阻r和电导g。单位长度电阻代表传输线的导体损耗，而单位长度电导g代表了传输线周围介质的损耗，令$\Delta z \to 0$，可以得到相量形式的传输线方程：

$$\frac{d\hat{V}(z)}{dz} = -\hat{z}\hat{I}(z) \tag{4.105a}$$

$$\frac{d\hat{I}(z)}{dz} = -\hat{y}\hat{V}(z) \tag{4.105b}$$

271

式中，单位长度的阻抗$\hat{z}$和导纳$\hat{y}$为：

$$\hat{z} = r(f) + j\omega l \tag{4.106a}$$

$$\hat{y} = g + j\omega c \tag{4.106b}$$

前面已经说明把单位长度的导体电阻作为频率的函数是为了强调它与集肤效应有关。方程（4.105）也是一组耦合微分方程，可以通过对一个方程进行微分后代入另一个方程中来去耦，得：

$$\frac{d^2\hat{V}(z)}{dz^2}-\hat{z}\hat{y}\hat{V}(z)=0 \tag{4.107a}$$

$$\frac{d^2\hat{I}(z)}{dz^2}-\hat{y}\hat{z}\hat{I}(z)=0 \tag{4.107b}$$

这些方程的通解非常类似于无耗传输线的解的形式：

$$\hat{V}(z)=\hat{V}^{+}e^{-\alpha z}e^{-j\beta z}+\hat{V}^{-}e^{\alpha z}e^{j\beta z} \tag{4.108a}$$

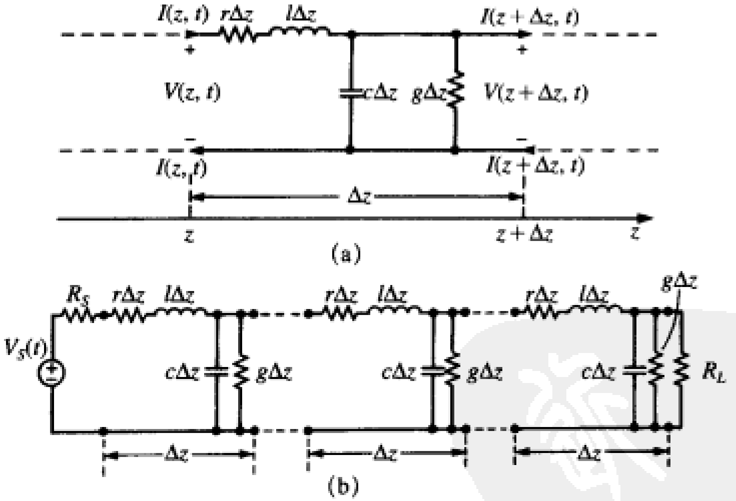
$$\hat{I}(z)=\frac{\hat{V}^{+}}{\hat{Z}_C}e^{-\alpha z}e^{-j\beta z}-\frac{\hat{V}^{-}}{\hat{Z}_C}e^{\alpha z}e^{j\beta z} \tag{4.108b}$$

式中，特性阻抗为：

$$\hat{Z}_C=\sqrt{\frac{\hat{z}}{\hat{y}}}=\sqrt{\frac{r(f)+j\omega l}{g+j\omega c}} \tag{4.109}$$

而传播常数是：

$$\hat{\gamma}=\sqrt{\hat{z}\hat{y}}=\alpha+j\beta \tag{4.110}$$



（a）传输线Δz部分的等效电路；（b）通过Δz部分等效电路级联给整段传输线建模并令Δz→0导出传输线方程

图4-45　双线有耗传输线单位长度的等效电路

有耗传输线的求解过程实际上与无耗传输线相同。但是，值得指出的是有耗和无耗传输线上电压和电流特性的一些重要差别。观察式（4.108），前向行波和后向行波沿传输线传播时，其电压和电流都会衰减，这可由衰减因子$e^{-\alpha z}$和$e^{\alpha z}$来证明。无耗和有耗传输线的第二个重要差别是当波沿有耗传输线传播时会消耗平均功率。

272

4.5.4　损耗对信号完整性的影响

传输线导体和周围的电介质中都会出现损耗。导体损耗用如图4-45所示的单位长度

模型上的单位长度导体的阻抗r表示。类似地，周围电介质的损耗用单位长度的电导率g表示，如图4-45所示。这里简要地讨论这两种损耗是怎样产生的。后续章节中将进一步讨论。首先考虑如图4-46a所示的导线，直流电流均匀分布在导线横截面上，单位长度的直流电阻为

$$r_{dc} = \frac{1}{\sigma \pi r_w^2} \tag{4.111a}$$

其中，σ表示金属的电导率，r_w表示导线半径。铜的电导率是$\sigma_{Cu} = 5.8 \times 10^7\ \mathrm{S/m}$。随着电流频率的增加，电流流向导线的外边缘，大部分电流集中在一个厚度等于集肤深度的环面中[1, 2, 13]：

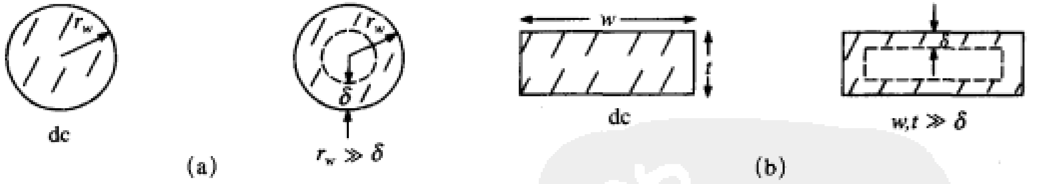
$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu_0 \sigma}} \tag{4.112}$$

自由空间的磁导率$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$，由于典型的导体是非磁性的。因此，对于$r_w \gg \delta$，单位长度的电阻是

273

$$r_{hf} = \frac{1}{\sigma(\pi r_w^2 - \pi(r_w - \delta)^2)} \cong \frac{1}{\sigma 2\pi r_w \delta} \tag{4.111b}$$

观察式（4.112）中的集肤深度，其与频率的平方根成反比。高频单位长度阻抗在分母中有集肤深度因子。因此，随着频率的增加，单位长度阻抗与频率的平方根成正比或十倍频的增加。频率曲线如图4-47所示。



（a）导线；（b）PCB连接盘

图4-46 集肤效应的说明

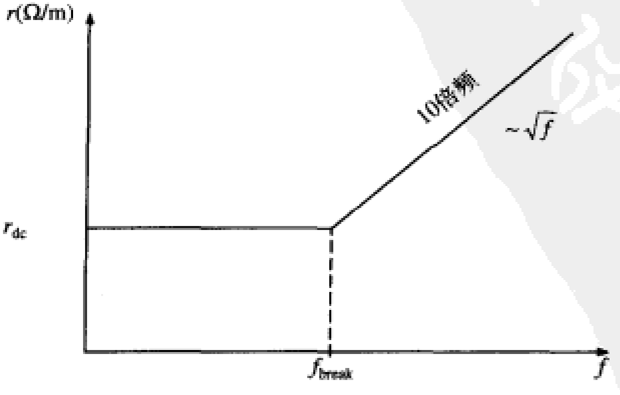


图4-47 导线的单位长度电阻的频率响应

类似地，具有矩形横截面的印制电路板（PCB）连接盘如图4-46b所示。直流电流

均匀分布于连接盘横截面上，直流电阻为：

$$r_{dc}=\frac{1}{\sigma wt} \tag{4.113a}$$

式中，w和t分别是连接盘的宽度和厚度。对于1oz铜，厚度为1.38mil。类似于导线的形状，随着频率的增加，电流趋于集中在厚度等于一个集肤深度的表面，如图4-46b所示。实际上，电流也在边角处达到最大值，但人们为了简化计算而忽略了这种实际情况[13]。

274

因此，

$$r_{hf}=\frac{1}{\sigma(2\delta t+2\delta w)}=\frac{1}{2\sigma\delta(w+t)} \tag{4.113b}$$

此外，高频阻抗随频率的平方根而增大，如图4-47所示。在式（4.113a）和式（4.113b）中的直流电阻和高频阻抗的渐近线趋向于在一个频点处相交[13]：

$$\delta=\frac{1}{2}\frac{wt}{(w+t)}\cong\frac{t}{2}\qquad w\gg t \tag{4.113c}$$

对于具有高的宽厚比的连接盘，$w\gg t$，当厚度（较小尺寸）等于两倍的集肤深度时，两条渐近线相交，这符合人们的直觉。

现在开始研究周围电介质的损耗。电介质与导体不同[1, 2]，它具有微小偶极子形式的跳变电荷，而没有明显的自由电荷。当外加电场时，这些跳变电荷偶极子趋于旋转从而与如图4-48所示的外加电场一致。对于高频场，偶极子的方向不能完全随着（正弦）电场方向的改变而改变。不能完全改变方向就相当于产生了损耗。电介质的损耗通过电介质的复相对介电常数来表征：

275

$$\varepsilon_r=\varepsilon_r'-\mathrm{j}\varepsilon_r'' \tag{4.114}$$

实部ε_r'指的是已经简化了的相对介电常数ε_r。让我们考虑如图4-1c所示的同轴电缆和如图4-2a所示的连接盘之类的均匀媒质中的传输线。一个具有周围介质的电容结构是均匀的，与横截面的尺寸和插入介质的介电常数成正比，给出单位长度的容抗为：

$$\mathrm{j}\omega c=\mathrm{j}\omega\varepsilon K \tag{4.115}$$

将式（4.114）代入上式，得

$$\mathrm{j}\omega\varepsilon K=\mathrm{j}\omega\varepsilon_0\varepsilon_r K=\underbrace{\omega\varepsilon_0\varepsilon_r''K}_{g}+\mathrm{j}\omega\underbrace{\varepsilon_0\varepsilon_r'K}_{c} \tag{4.116}$$

该式的实部等效为单位长度的电导率，而虚部等效为单位长度的容抗。ε_r''和ε_r'的比值给出了有损耗条件下和无损耗条件下两者的比率，这指的是损耗的正切[1]：

$$\tan\theta=\frac{\varepsilon_r''}{\varepsilon_r'} \tag{4.117}$$

很多手册将不同材料和不同频率的损耗正切值制成表格。用来构成PCB的FR-4的损耗正切值在高频时相当的稳定，大约为0.02。因此，可以写出单位长度的电导率为：

$$g=\omega c\tan\theta \tag{4.118}$$

可观察到单位长度的电导率不同于集肤效应的阻抗，直接随着频率的升高而增加（20dB/10倍频）。在技术上，式（4.118）的结果仅适用于在均匀介质中的传输线，而不适用在非均匀介质中的传输线，例如，带状电缆、微带线，如图4-2b所示，和如图4-2c所示的PCB。然而，通过将复介电常数包含在电容的数值计算中，就有可能将复介电常

数包含在式（4.114）中[13]。

276

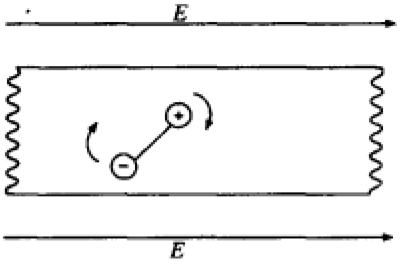


图4-48 电介质中的跳变电荷偶极子及其与外加电场趋向一致的举例说明

回顾由式（4.105）给出的相量传输线方程：

$$\frac{d\hat{V}(z)}{dz}=-(r+j\omega l)\hat{I}(z) \tag{4.119a}$$

$$\frac{d\hat{I}(z)}{dz}=-(g+j\omega c)\hat{V}(z) \tag{4.119b}$$

一般来说，特性阻抗是复数，由下式给出：

$$\hat{Z}_C=\sqrt{\frac{r+j\omega l}{g+j\omega c}}=Z_C\angle\theta_{Z_C} \tag{4.119c}$$

传播常数为：

$$\hat{\gamma}=\alpha+j\beta=\sqrt{(r+j\omega l)(g+j\omega c)} \tag{4.119d}$$

从上式可以计算出精确的传播速度为：

$$v=\frac{\omega}{\beta} \tag{4.119e}$$

观察式（4.108），对损耗的最重要的影响因素之一是电波沿传输线传播时，正弦波的幅度会衰减。衰减的程度由$e^{\pm\alpha z}$给出。进一步，衰减常数α和相位常数β与特性阻抗一样依赖于频率。特性阻抗、衰减常数、相位常数和传播速度$v=\omega/\beta$均依赖于频率，即使单位长度的电阻r和g与频率无关。与无损的情况相反，正弦波的传播速率是$v=\omega/\beta$，它随着频率的变化而变化。在前面的章节中看到，数字脉冲包含大量的正弦分量。如果这些正弦分量中的每一个都各自以不同的速度沿着传输线传输，那么它们将在不同的时间到达负载，导致脉冲的失真，这称为散射。此外，由于衰减常数依赖于频率，每一个正弦分量都会有不同程度的衰减，这也将导致散射。正如我们将看到的高频分量的损耗衰减大于低频分量的损耗衰减。因此，脉冲带宽被减小，脉冲的上升/下降时间则增加。如果所有的正弦分量以相同的速度传输，以同样的比率衰减，那么接收脉冲将保持原来的形状，仅仅幅度有所减小。但是，即使阻抗和介电常数都与频率无关，这一点也不可能做到。

277

对于典型的高速数字信号和典型的电路板，在很宽的频率范围内其损耗都是很小的。例如，对于板间隔为20mil的连接盘和FR-4（$\varepsilon_r=4.7$）中厚度为5mil的连接盘，我们计算得到$c=113.2$pF/m和$l=0.461\mu$H/m，（见复习题4.4）。该无耗连接盘的特性阻抗

是 $Z_C=\sqrt{l/c}=63.8\,\Omega$，传播速度是 $v=1/\sqrt{lc}=1.38\times10^8\,\text{m/s}$。利用式（4.118），得到单位长度的电导率为 $g=14.2\times10^{-12}f\,\text{S/m}$。在频率高于式（4.113c）给出的频率时，式（4.113b）给出的高频电阻与式（4.113a）给出的直流电阻相比占主导地位。对于该问题，频率为23MHz。因此，对于23MHz以上的频率，连接盘的单位长度的电阻通过式（4.113b）中的高频等式计算得到，为 $r=8.05\times10^{-4}\sqrt{f}\,\Omega/\text{m}$。“低损耗”意味着：

$$r \ll \omega l \tag{4.120a}$$

和

$$g \ll \omega c \tag{4.120b}$$

对于连接盘，当 $f>1.34\text{MHz}$ 时，r 小于 ωl；在所有频率上，g 小于 ωc。由于 $g=\omega c\tan\theta$，所以损耗的正切 g 小于 ωc，对于FR-4，g 等于0.02。（实际上，损耗的正切最终在直流时为零，所以在所有频率上假设损耗的正切为0.02是不正确的。）

考虑得到一个关于特性阻抗和衰减常数的简单公式。传播常数由式（4.119d）给出。重写如下

$$\begin{aligned}\hat{\gamma}&=\alpha+\mathrm{j}\beta\\&=\sqrt{(r+\mathrm{j}\omega l)(g+\mathrm{j}\omega c)}\\&=\sqrt{(\mathrm{j}\omega l)(\mathrm{j}\omega c)\left(1+\frac{r}{\mathrm{j}\omega l}\right)\left(1+\frac{g}{\mathrm{j}\omega c}\right)}\\&=\mathrm{j}\omega\sqrt{lc}\sqrt{\left(1-\frac{rg}{\omega^2 lc}\right)-\mathrm{j}\left(\frac{r}{\omega l}+\frac{g}{\omega c}\right)}\\&\cong\mathrm{j}\omega\sqrt{lc}\sqrt{1-\mathrm{j}\left(\frac{r}{\omega l}+\frac{g}{\omega c}\right)}\qquad\left\{\begin{matrix}r\ll\omega l\\g\ll\omega c\end{matrix}\right\}\end{aligned}\tag{4.121}$$

278

现在利用泰勒级数展开该式：

$$(1+x)^n=1+\frac{nx}{1!}+\frac{n(n-1)x^2}{2!}+\cdots\quad |x|<1$$

得

$$\hat{\gamma}\cong\mathrm{j}\omega\sqrt{lc}\left[1-\mathrm{j}\left(\frac{r}{2\omega l}+\frac{g}{2\omega c}\right)\right]\tag{4.122}$$

由上式可以确定衰减常数为：

$$\alpha\cong\frac{1}{2}\left(\frac{r}{Z_C}+gZ_C\right)\tag{4.123a}$$

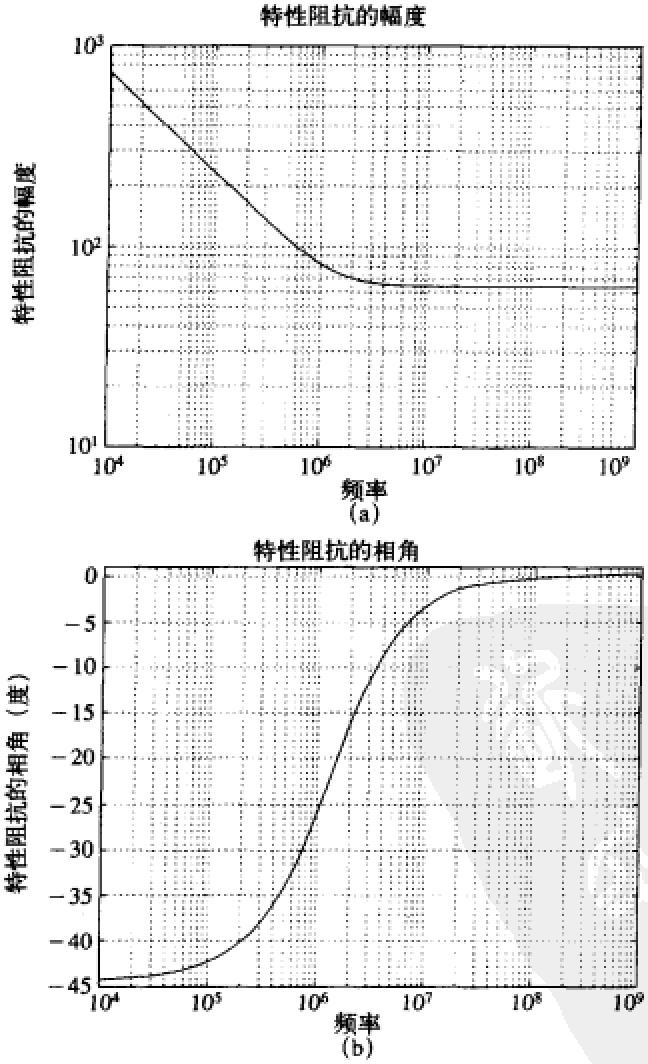
$$\beta\cong\omega\sqrt{lc}\tag{4.123b}$$

通过类似的方式，得到

$$Z_C=\sqrt{\frac{r+\mathrm{j}\omega l}{g+\mathrm{j}\omega c}}\cong\sqrt{\frac{l}{c}}\qquad\left\{\begin{matrix}r\ll\omega l\\g\ll\omega c\end{matrix}\right\}\tag{4.124}$$

因此，对于低损耗传输线 $r\ll\omega l$ 和 $g\ll\omega c$，特性阻抗和传播速度与频率无关，本质上与无耗传输线相同。对于前面考虑过的宽度为5mil，板间距为20mil的连接盘，从10kHz到

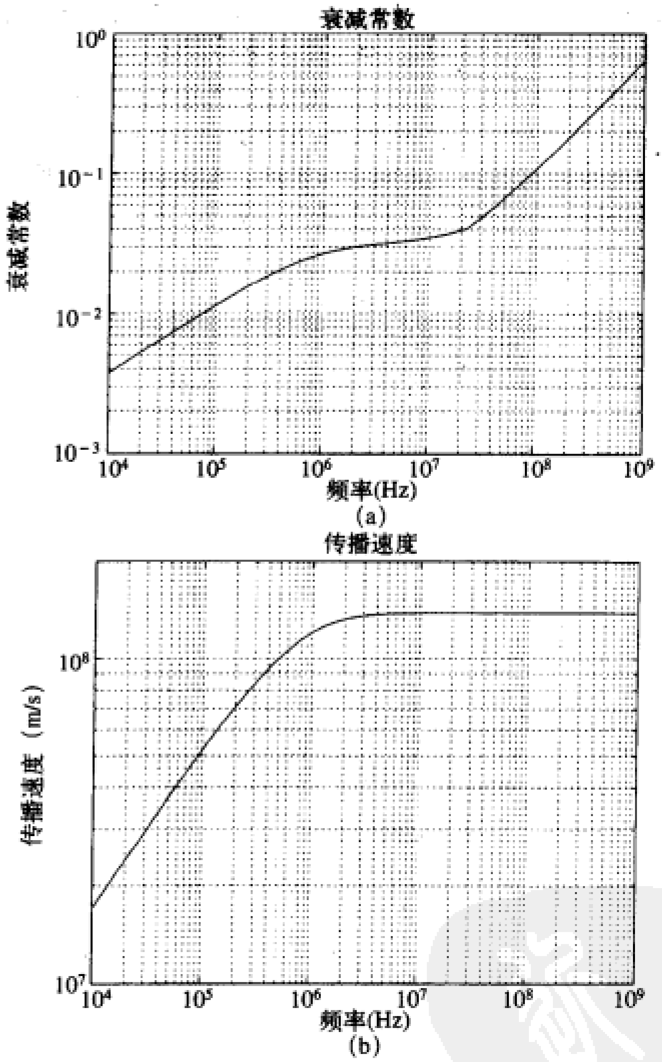
1GHz频率范围内的特性阻抗的幅度和相位如图4-49所示。可观察到频率在5MHz以上的特性阻抗接近于无损耗时的值$Z_C = 63.8\Omega$。衰减常数如图4-50a所示，传播速度$v = \omega/\beta$如图4-50b所示。频率在5MHz以上时，传播速度接近于无损耗时的值$v = 1.38 \times 10^8$m/s。由近似式（4.123a），在100MHz时计算得到的衰减常数为$\alpha = 1.085 \times 10^{-1}$，与直接从精确表达式（4.119d）中计算得到的值是相同的。因此，对于典型的电路板尺寸，上述给出的低损耗区域的近似值可用于5MHz以上的频率。所以，对于今天的数字信号，所有的正弦分量位于低损耗频率范围内。 279



（a）特性阻抗的幅度；（b）特性阻抗的相角

图4-49 有耗连接盘的特性阻抗与频率的关系

以同样的形式，计算第1章中有耗传输线的损耗，得到一段传输线的功率损耗为$e^{-2\alpha L}$。并且，正如在第1章中值的导出，是假设传输线是匹配的，所以传输线上只有前向行波。以dB为单位表示为：



(a) 衰减常数；(b) 传播速度

图4-50 有耗连接盘的参数与频率的关系

$$\text{Loss}_{\text{dB}} = 8.686\alpha\mathscr{L} \tag{4.125}$$

在上述连接盘中，1GHz时，得到

$$Z_C = 63.8 \qquad r = 25.46 \qquad g = 1.423 \times 10^{-2} \qquad \alpha = 0.653$$

电阻损耗是

$$\text{Loss}_r = 4.343\frac{r}{Z_C}\mathscr{L} = 1.73\mathscr{L} \tag{4.126a}$$

和

$$\text{Loss}_g \doteq 4.343gZ_C\mathscr{L} = 3.94\mathscr{L} \tag{4.126b}$$

总的衰减是这些值的总和。对于一个6in长的连接盘来说，在1GHz时总的衰减是0.86dB。这说明频率为1GHz时正弦波的幅度减小了大约1dB。也就是说，通过6in长的传输线时，输出电平相比输入电平减小了90%。频率在1GHz以上时，介质损耗相比导体损耗是主要的。

由于低损耗传输线的电波传播速度基本上与频率无关，所以可以得到单位长度电导率更简单的结果。在低损耗频率范围内的特性阻抗本质上与无耗传输线是相同的：$Z_C = \sqrt{l/c} = vl = 1/vc$。

因此，对于低损耗传输线，式（4.118）中的单位长度电导率能写为：

280～282

$$g = \omega c \tan\theta = \frac{\omega}{vZ_C}\tan\theta \tag{4.127}$$

再次，这个简单结果仅对均匀媒质中的传输线成立。衰减部分由于低损耗传输线的介质损耗而为：

$$\text{Loss}_g = 4.343 g Z_C \mathscr{L} = 4.343\omega\frac{\sqrt{\varepsilon_r}}{v_0}\tan\theta\mathscr{L} \tag{4.128}$$

因此，由介质损耗所引起的衰减与传输线横截面尺寸无关。另一方面，由导体损耗所引起的衰减很大程度上取决于诸如连接盘宽度之类的几何尺寸。再次说明，式（4.128）的简单结果仅对均匀媒质中的传输线有效，不能用于微带线或者PCB上的传输线结构。

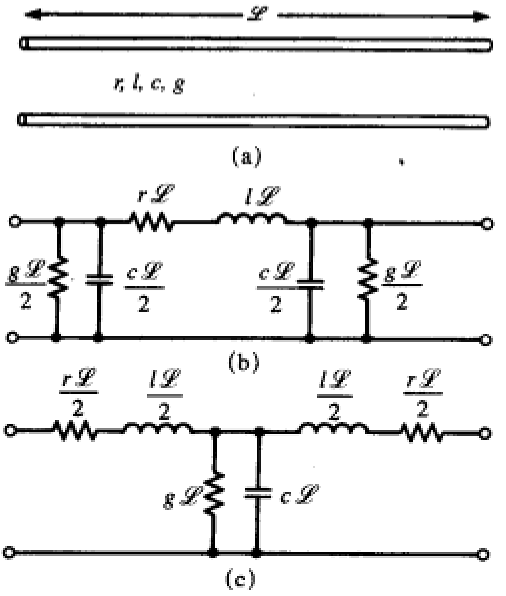
4.6 集总参数电路近似模型

诸如SPICE（PSPICE）的典型电路分析程序包括精确的无耗双线传输线模型，该模型即可用于传输线的时域分析，也可用于传输线的频域分析。然而，传输线一种常用的近似建模方法是对具有精确的单位长度分布参数的双线传输线建立集总参数电路模型，如图4-4所示。典型的电路是如图4-51所示的π型或T型集总参数电路。这些模型既可以用于传输线的时域分析，也可以用于频域分析。

为了使用如图4-51所示的集总参数电路模型来对传输线建模，传输线的电长度必须在所关注的输入源的最高频率处为电短的。换言之，集总参数电路模型仅当输入源的那些频谱分量低于某一频率时才是正确的。在该频率处，传输线的长度仅为波长的几分之一。对于单一频率的正弦激励源，这不会出现什么问题。然而，对于诸如周期脉冲串等时域信号，则需要用户来确定源的频谱分量是否超过了该频率，即该频率处传输线的电长度是否比较长，以致将引起相当大的误差。为了增加集总参数电路模型有效的频域范围，可以把传输线分为几段电小尺寸的线段，而每一个线段都可用集总参数电路模型来近似，如图4-51所示。其他研究工作表明，用这种方法所获得的有效频率范围的增加不那么显著。因此，如用大量π型集总参数电路来建模，不会显著地扩大频率范围，所以也不值得进行额外的对大规模电路结构建模所需的编程[14]。

283

乍看起来只需在这些集总参数近似电路模型中简单地加入传输线电阻 r 和电导 g 就可用来模拟损耗，但这不能用来模拟时域输入情况下的损耗，因为损耗与频率有关，如果不能在集总参数电路模型中体现与频率有关的 r 和 g，那么求解将是很困难的。

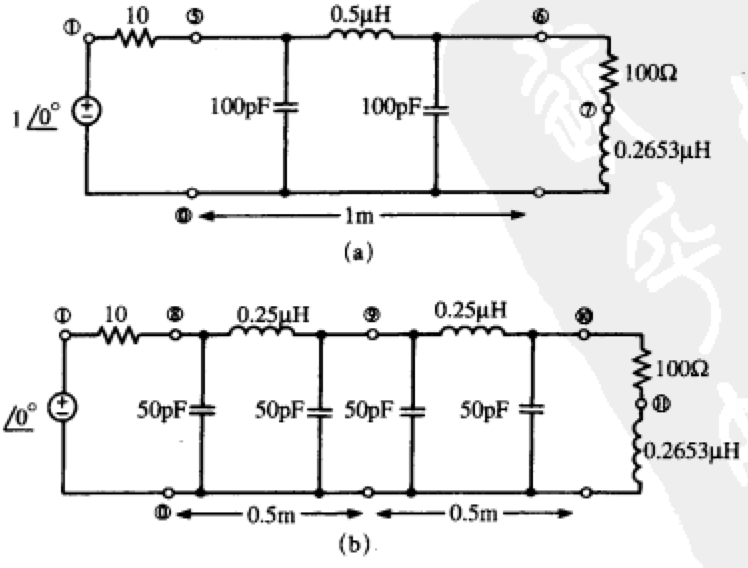


（a）问题的定义；（b）集中π型电路；（c）集中T型电路

图4-51 传输线的集总参数电路模型

例4.12 考虑图4-44a所示的传输线利用SPICE比较：（a）传输线模型；（b）π型等效电路；（c）两段π型等效电路的预测结果，频率范围为1MHz~100MHz。

解：单节π型网络模型如图4-52a所示，双节π型网络模型如图4-52b所示。为了比较和绘制结果，我们通过使用一个公共电压源将图4-44b和图4-52b，c的SPICE模型结合起



（a）单节π型网络；（b）双节π型网络

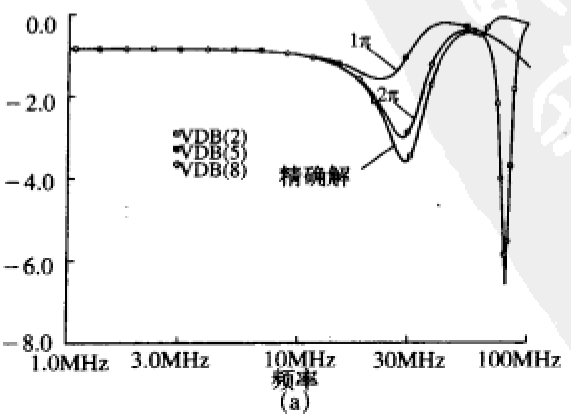
图4-52 例4.12，举例说明应用集总参数电路对传输线建模并采用SPICE来实现计算

284

来（注意节点编号）。PSPICE程序为：

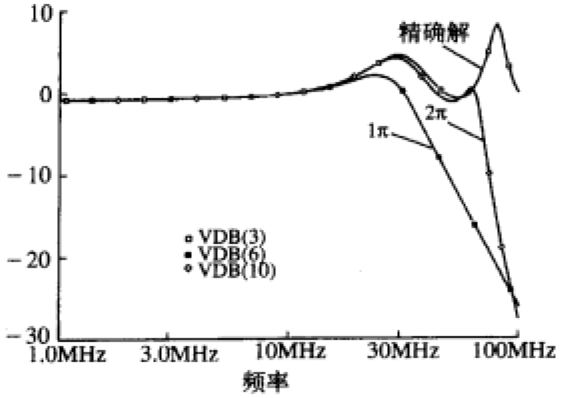
```
     EXAMPLE
     VS 1 0 AC 1
*    TRANSMISSION LINE MODEL
     RS1 1 2 10
     T 2 0 3 0 Z0=50 TD=10N
     RL1 3 4 100
     LL1 4 0 0.2653U
*    ONE-PI SECTION
     RS2 1 5 10
     C11 5 0 100P
     L11 5 6 0.5U
     C12 6 0 100P
     RL2 6 7 100
     LL2 7 0 0.2653U
*    TWO-PI SECTIONS
     RS3 1 8 10
     C21 8 0 50P
     L21 8 9 0.25U
     C22 9 0 50P
     C23 9 0 50P
     L22 9 10 0.25U
     C24 10 0 50P
     RL3 10 11 100
     LL3 11 0 0.2653U
     .AC DEC 50 1E6 100E6
     .PRINT AC VM(2) VP(2) VM(3) VP(3) VM(5) VP(5) VM(6) VP(6)
+    VM(8) VP(8) VM(10) VP(10)
     .PROBE
     .END
```

输入电压和输出电压的幅度曲线如图4-53所示。传输线的长度在100MHz时为一个波长（$v=100\text{m}/\mu\text{s}$）。可观察到当频率低于这个点时，传输线的长度为一个波长的1/10（10MHz），所有模型都给出了相同的结果。然而，直到20MHz以上，将π型网络的数目从一个增加到两个会使预测结果更接近精确的传输线模型的结果。



(a) 输入电压；(b) 负载电压

图4-53　用SPICE对如图4-44和图4-52所示的电路进行预测



(b)

图4-53 (续)

习题

4.1 传输线方程

285~287

4.1.1 对如图P4.1.1所示的单位长度的无耗传输线取$\Delta z \to 0$时的极限值就可以导出传输线方程，注意，每个电路中总的单位长度的电感和电容分别为l和c。这表明单位长度等效电路的结构对$\Delta z \to 0$的极限值并不重要。

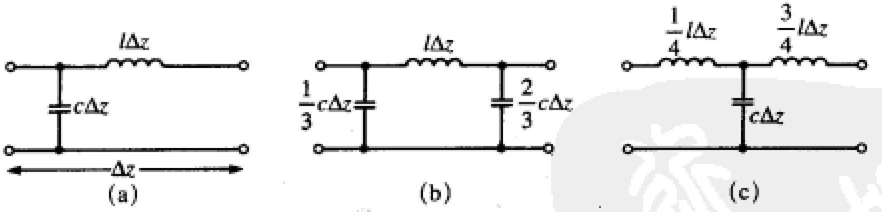


图 P4.1.1

4.2 单位长度的电参数

4.2.1 两条20#规格的裸线（半径＝16mil）中心相距50mil，求单位长度电容和电感的精确值和近似值。[精确值：27.33pF/m，0.4065μH/m；近似值：24.38 pF/m，0.4558μH/m]

4.2.2 一根12#规格（r_w＝40mil）的裸线，位于作为其返回路径的无限大理想导电平面上方80mil处，求单位长度电容和电感的精确值和近似值。[精确值：42.18pF/m，0.2634μH/m，近似值：40.07 pF/m，0.2773μH/m]

4.2.3 典型的同轴电缆是RG6U，内导体是18#规格（r_w＝20.15mil）的实心导线，屏蔽层内半径为90mil，内部泡沫聚乙烯绝缘介质的介电常数为1.45。求单位长度的电容和电感以及电波相对于自由空间的传播速度。[53.83 pF/m，0.3μH/m，0.83]

4.2.4 多层印制电路板（PCB）由夹在导电平面之间的多层具有相对介电常数为4.7的玻璃环氧树脂（FR-4）板材构成。导线位于导电平面之间，其结构类似于如图4-2a所示的连接

盘。多层PCB的典型尺寸是层间距为10mil，导线宽度为5mil。求此结构单位长度的电容和电感。[156.4 pF/m，0.334μH/m]

4.2.5 微带线由相对介电常数为4.7的FR-4板组成。板的厚度为64mil，连接盘宽为10mil。求单位长度的电感，电容和有效相对介电常数。[0.7873μH/m，43.46 pF/m，$\varepsilon_r' = 3.079$]

4.2.6 如果如图4-2c所示的PCB连接盘宽为5mil，边缘到边缘的距离为5mil。板为相对介电常数为4.7，厚度为47mil的玻璃环氧树脂。求单位长度的电容，电感和有效相对介电常数。[0.8038μH/m，39.06 pF/m，$\varepsilon_r' = 2.825$]

4.2.7 计算4.2.1题中的双线传输线的特性阻抗和传播速度。[122Ω，3×10^8m/s]

4.2.8 计算4.2.2题中地平面上方的单导线传输线的特性阻抗和传播速度。[79Ω，3×10^8m/s]

4.2.9 计算4.2.3题中的同轴线的特性阻抗和传播速度。[75Ω，2.5×10^8m/s]

4.2.10 计算4.2.4题中的连接盘的特性阻抗和传播速度。[46Ω，1.38×10^8m/s]

4.2.11 计算4.2.5题中的微带线的特性阻抗和传播速度。[135Ω，1.71×10^8m/s] 288

4.2.12 计算4.2.6题中的PCB传输线的特性阻抗和传播速度。[143Ω，1.79×10^8m/s]

4.2.13 导出式（4.39）所给出单位长度的电容、电感和特性阻抗以及传播速度之间的关系式。[$l=Z_c/v$，$c=1/vZ_c$]

4.2.14 两根裸线的半径为r_w，间距为s，式（4.22）给出的单位长度电容的近似值对宽间距$s\gg r_w$的情况有效。精确值在式（4.21）中给出，求在$2.1\leqslant s/r_w\leqslant 8$的范围内，何时近似值偏离精确值最大？[$s/r_w=5$时，偏离度为2.7%]

4.3 时域解（瞬态解）

4.3.1 画出如图P4.3.1所描述的传输线在$0<t<10$ns时的负载电压$V(\mathscr{L},t)$和输入电流$I(0,t)$，并求出电压和电流的稳态值。[$V(\mathscr{L},t)$，$0<t<1$ns，0V，$1\text{ns}<t<3$ns，9.375V，$3\text{ns}<t<5$ns，8.203V，$5\text{ns}<t<7$ns，8.35V，$7\text{ns}<t<9$ns，8.331V，$9\text{ns}<t<11$ns，8.334V，稳态值：8.333V；$I(0,t)$，$0<t<2$ns，0.125A，$2\text{ns}<t<4$ns，0.047A，$4\text{ns}<t<6$ns，0.057A，$6\text{ns}<t<8$ns，0.055A，$8\text{ns}<t<10$ns，0.056A，稳态值：0.056A。]

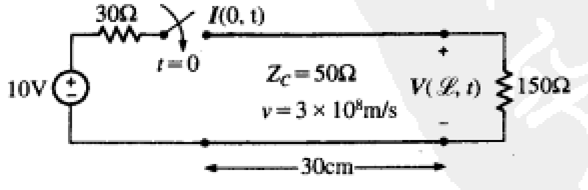


图 P4.3.1

4.3.2 画出如图P4.3.2所描述的传输线在$0<t<20$ns时的负载电压$V(\mathscr{L},t)$和输入电压$V(0,t)$，并求出电压的稳态值。[$V(\mathscr{L},t)$，$0<t<2$ns，0V，$2\text{ns}<t<6$ns，6.667V，$6\text{ns}<t<10$ns，4.444V，$10\text{ns}<t<14$ns，5.185V，$14\text{ns}<t<18$ns，4.938V，$18\text{ns}<t<22$ns，5.021V，稳态值：5V，$V(0,t)$，$0<t<4$ns，3.33V，$4\text{ns}<t<8$ns，5.556V，$8\text{ns}<t<12$ns，4.815V，$12\text{ns}<t<16$ns，5.062V，$16\text{ns}<t<20$ns，4.979V，稳态值：5V] 289

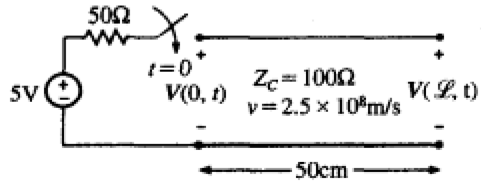


图　P4.3.2

4.3.3　画出如图P4.3.3所描述的传输线在$0<t<10\mu s$时的负载电压$V(\mathscr{L}, t)$和输入电流$I(0, t)$，并求出电压和电流的稳态值。[$V(0, t)$，$0<t<2\mu s$，66.67V，$2\mu s<t<4\mu s$，22.22V，$4\mu s<t<6\mu s$，7.407V，$6\mu s<t<8\mu s$，2.469V，$8\mu s<t<10\mu s$，0.823V，稳态值：0V，$I(\mathscr{L}, t)$，$0<t<1\mu s$，0A，$1\mu s<t<3\mu s$，1.33A，$3\mu s<t<5\mu s$，1.778A，$5\mu s<t<7\mu s$，1.926A，$7\mu s<t<9\mu s$，1.975A，$9\mu s<t<11\mu s$，1.992A，稳态值：2A]

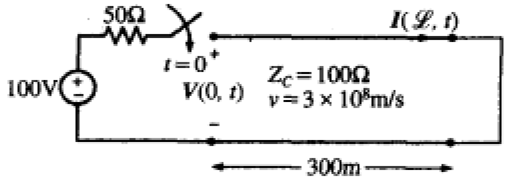


图　P4.3.3

4.3.4　画出如图P4.3.4所描述的传输线在$0<t<32ns$时的负载电压$V(\mathscr{L}, t)$和输入电压$V(0, t)$，并求出电压的稳态值。[$V(0, t)$，$0<t<8ns$，10V，$8ns<t<12ns$，5.556V，$12ns<t<16ns$，$-4.444V$，$16ns<t<20ns$，$-3.951V$，$20ns<t<24ns$，0.494V，$24ns<t<28ns$，0.439V，$28ns<t<32ns$，$-0.055V$，稳态值：0V，$V(\mathscr{L}, t)$，$0<t<4ns$，0V，$4ns<t<12ns$，6.667V，$12ns<t<16ns$，5.926V，$16ns<t<20ns$，$-0.741V$，$20ns<t<24ns$，$-0.658V$，$24ns<t<28ns$，0.082V，$28ns<t<32ns$，0.073V，稳态值：0V]

290

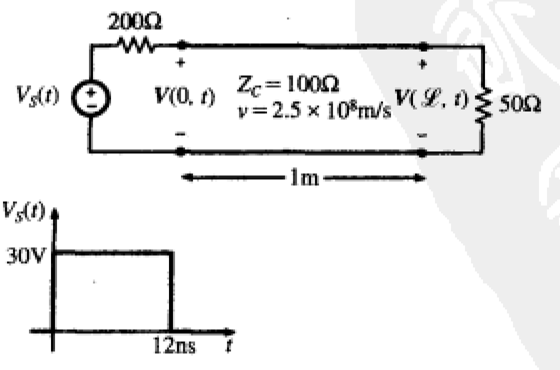


图　P4.3.4

4.3.5　一条传输线$\mathscr{L}=200m$，$v=200m/\mu s$，$Z_c=50\Omega$，$R_L=20\Omega$，由$R_S=100\Omega$的电源激励，电源的开路电压为持续为$3\mu s$时间的6V矩形脉冲，画出传输线在$0\leqslant t\leqslant 6\mu s$的全部时间内的输入电流和输出电流。[$I(0, t)$，$0\leqslant t\leqslant 2\mu s$，40mA，$2\mu s\leqslant t\leqslant 3\mu s$，51.43mA，$3\mu s\leqslant t\leqslant 4\mu s$，11.43mA，$4\mu s\leqslant t\leqslant 5\mu s$，9.8mA，$5\mu s\leqslant t\leqslant 6\mu s$，$-1.63mA$，$I(\mathscr{L}, t)$，$1\mu s\leqslant t\leqslant 3\mu s$，

57.14mA，3μs≤t≤4μs，48.98mA，4μs≤t≤5μs，−8.16mA，5μs≤t≤6μs，−7mA]这些电流最终应趋向于多少？[3μs之后值为0A]

4.3.6　时域反射计（TDR）是用来测量传输线特性的仪器，尤其是可用来探测诸如断裂等的不完整性。该仪器沿传输线发射一脉冲，然后，记录该脉冲被一些不连续点反射及返回输入端时的传输时间，假设TDR的源阻抗是50Ω，通知未知长度的50Ω同轴电缆与未知负载电阻相连。电缆的介质为特氟纶（$\varepsilon_r=2.1$）。TDR的开路电压是持续时间为10μs的脉冲。如果TDR输入端所记录的电压如图P4.3.6所示，求（a）电缆的长度，（b）未知的负载电阻。[621m，75Ω]。利用SPICE 证明你的结果。 291

4.3.7　12V电池($R_S=0$)与终端带电阻的未知长度的传输线相连。如果传输线上6μs时间内的电流如图P4.3.7所示，求（a）传输线的特性阻抗，（b）未知的负载电阻。[80Ω，262.7Ω]。利用SPICE 证明你的结论。

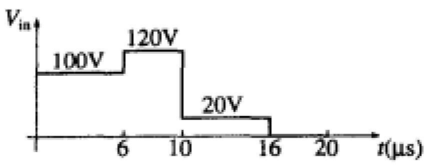


图　P4.3.6

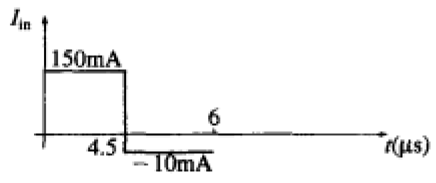


图　P4.3.7

4.3.8　用PSPICE证明题4.3.1的结果。

4.3.9　用PSPICE证明题4.3.2的结果。

4.3.10　用PSPICE证明题4.3.3的结果。

4.3.11　用PSPICE证明题4.3.4的结果。

4.3.12　用PSPICE证明题4.3.5的结果。

4.3.13　用PSPICE证明题4.3.6的结果。

4.3.14　用PSPICE证明题4.3.7的结果。

4.4　高速数字的互连和信号完整性

4.4.1　数字数据脉冲理想情况下应为矩形脉冲，然而，实际的脉冲为一具有一定上升/下降时间的梯形脉冲。匹配数据传输线就是要消除反射和由反射所造成的潜在的逻辑错误。但是，匹配也并不是总能实现的。为了研究这个问题，考虑$R_s=0$和$R_L=\infty$的一根传输线。假设已知源电压$V_s(t)$为斜线上升波形，即

$$V_s(t)=\begin{cases}0, t\leqslant 0\\ 5\dfrac{t}{\tau_r}, 0\leqslant t\leqslant \tau_r\\ 1, t\geqslant \tau_r\end{cases}$$

其中，τ_r为梯形脉冲的上升时间。画出当传输线长度正好为单向传输时间T，且T满足下述条件时的负载电压波形：（a）$\tau_r=T_D/10$，（b）$\tau_r=2T_D$，（c）$\tau_r=3T_D$，（d）$\tau_r=4T_D$。本例子表

明为了避免由不匹配所造成的问题，应选择相对于所传输的数据而言足够短（$\tau_r \gg T$）的传

292

输线。利用SPICE证明你的结果。

4.4.2 在数字产品中，高度不匹配线路能引起输出信号的“环状干扰”。同时还可以引起数字逻辑的错误。为了模拟这个问题，如图P4.4.2所示，两个CMOS门由一条传输线连接，一个5V的阶跃信号加载到第一个门上，画出线路的输出（$0<t<9T$）。[$0<t<T$，0V，$T<t<3T$，6.944V，$3T<t<5T$，3.858V，$5T<t<7T$，5.23V，$7T<t<9T$，4.62V，稳态值5V]用PSPICE证明结论。

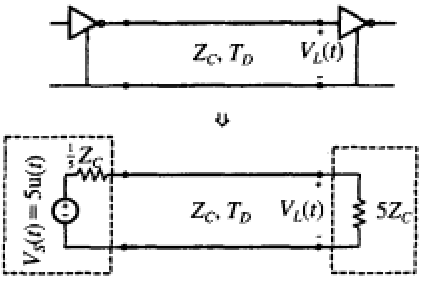


图 P4.4.2

293

4.4.3 利用题4.4.2中的平行匹配和序列匹配，用PSPICE证实结果。

4.4.4 用SPICE解决传输线问题的一个重要优势在于它能对手动计算很难解决的问题给出求解结果。例如，考虑如图P4.4.4所示的用5cm长的100Ω传输线连接两个CMOS转换门。驱动门的输出用一个在1ns内从0V上升到5V的斜坡电压和一个30Ω的电源内阻来表示。接收门的输入用10pF的电容来表示。由于容性负载，这是个很难用手动来计算的问题。用SPICE（PSPICE）来画出传输线在$0<t<10$ns内的输出电压$V_L(t)$，观察这个结果可见，输出电压在预期的5V电压从4.2V上升到7V时变化很剧烈，直到10ns后稳定到5V。

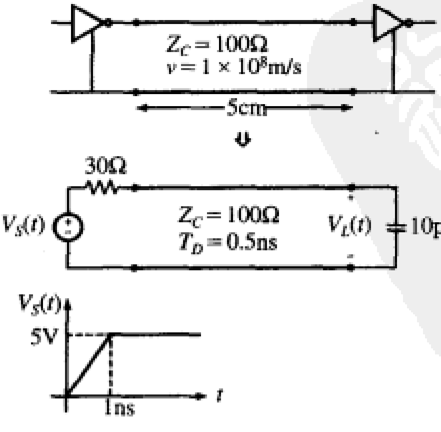


图 P4.4.4

4.4.5 有时会发现如图P4.4.5所示的由一个源驱动两个或两个以上的平行传输线还是很常见的。通过利用PSPICE画出其中之一传输线对应两个R_S值，$R_S=20\Omega$和$R_S=50\Omega$时的开路终端的负载电压V_{L1}（t）来研究这个结构。为了实现至少在传输线的输出端匹配，应该如何

294

选择R_S？对第二条延迟1ns的传输线重复刚才的分析过程。

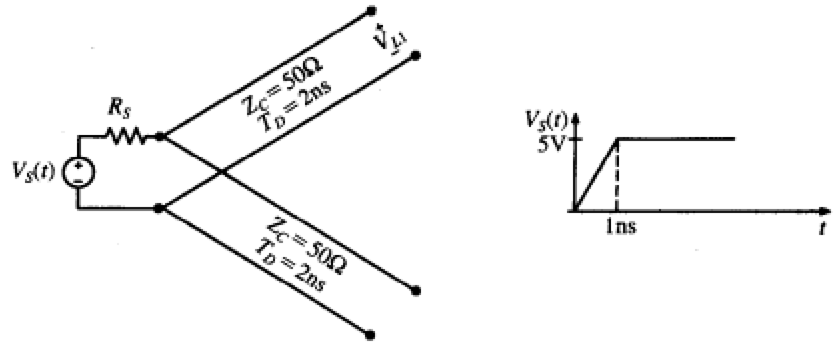


图　P4.4.5

4.5　传输线的正弦激励和相量解

4.5.1　对于如图4-43所示的传输线，$f=5\text{MHz}$，$v=3\times10^8\text{m/s}$，$\mathscr{L}=78\text{m}$，$Z_C=50\,\Omega$，$\hat{V}_S=50\underline{/0^\circ}$，$\hat{Z}_S=20-\text{j}30\,\Omega$，$\hat{Z}_L=200+\text{j}500\,\Omega$。求（a）以波长表示的传输线长度；（b）传输线负载端和输入端的电压反射系数；（c）传输线的输入阻抗；（d）传输线输入端和负载端的时域电压；（e）传送到负载端的平均功率；（f）电压驻波比VSWR。[（a）1.3；（b）$0.9338\underline{/9.866^\circ}$，$0.9338\underline{/153.9^\circ}$；（c）$11.73\underline{/81.16^\circ}\,\Omega$；（d）$20.55\cos(10\pi\times10^6t+121.3^\circ)$，$89.6\cos(10\pi\times10^6t-50.45^\circ)$；（e）2.77W；（f）29.21]

4.5.2　对于如图4-43所示的传输线，$f=200\text{MHz}$，$v=3\times10^8\text{m/s}$，$\mathscr{L}=2.1\text{m}$，$Z_C=100\Omega$，$\hat{V}_S=10\underline{/60^\circ}$，$\hat{Z}_S=50\,\Omega$，$\hat{Z}_L=10-\text{j}50\,\Omega$。求（a）以波长表示的传输线长度；（b）传输线负载端和输入端的电压反射系数；（c）传输线的输入阻抗；（d）传输线输入端和负载端的时域电压；（e）传送到负载端的平均功率；（f）电压驻波比VSWR。[（a）1.4；（b）$0.8521\underline{/-126.5^\circ}$，$0.8521\underline{/-54.5^\circ}$；（c）$192\underline{/-78.83^\circ}$；（d）$9.25\cos(4\pi\times10^8t+46.33^\circ)$；（e）$4.738\cos(4\pi\times10^8t-127^\circ)$；（f）43mW，12.52]

4.5.3　对于如图4-43所示的传输线，$f=1\text{GHz}$，$v=1.7\times10^8\text{m/s}$，$\mathscr{L}=11.9\text{cm}$，$Z_C=100\Omega$，$\hat{V}_S=5\underline{/0^\circ}$，$\hat{Z}_S=20\,\Omega$，$\hat{Z}_L=-\text{j}160\,\Omega$。求（a）以波长表示的传输线长度；（b）传输线负载端和输入端的电压反射系数；（c）传输线的输入阻抗；（d）传输线输入端和负载端的时域电压；（e）传送到负载端的平均功率；（f）电压驻波比VSWR。[（a）0.7；（b）$1\underline{/-64.01^\circ}$，$1\underline{/152^\circ}$；（c）$24.94\underline{/90.52^\circ}\,\Omega$；（d）$3.901\cos(2\pi\times10^9t+38.72^\circ)$，$13.67\cos(2\pi\times10^9t+38.72^\circ)$；（e）0W；（f）$\infty$]

4.5.4　对于如图4-43所示的传输线，$f=600\text{MHz}$，$v=2\times10^8\text{m/s}$，$\mathscr{L}=53\text{cm}$，$Z_C=75\Omega$，$\hat{V}_S=20\underline{/40^\circ}$，$\hat{Z}_S=30\,\Omega$，$\hat{Z}_L=100-\text{j}300\,\Omega$。求（a）以波长表示的传输线长度；（b）传输线负载端和输入端的电压反射系数；（c）传输线的输入阻抗；（d）传输线输入端和负载端的时域电压；（e）传送到负载端的平均功率；（f）电压驻波比VSWR。[（a）1.59；（b）$0.8668\underline{/-25.49^\circ}$，$0.8668\underline{/-90.29^\circ}$；（c）$74.62\underline{/-81.84^\circ}$；（d）$17.71\cos(12\pi\times10^8t+19.37^\circ)$；（e）$24.43\cos(12\pi\times10^6t-163.8^\circ)$；（f）0.298W，14.02]

4.5.5　对于如图4-43所示的传输线，$f=1\text{MHz}$，$v=3\times10^8\text{m/s}$，$\mathscr{L}=108\text{m}$，$Z_C=$

300Ω，$\hat{V}_S = 100\underline{/0^\circ}$ V，$\hat{Z}_S = 50 + j50\,\Omega$，$\hat{Z}_L = 100 - j100\,\Omega$。求（a）以波长表示的传输线长度；（b）传输线负载端和输入端的电压反射系数；（c）传输线的输入阻抗；（d）传输线输入端和负载端的时域电压；（e）传送到负载端的平均功率；（f）电压驻波比VSWR。[（a）0.36；（b）$0.5423\underline{/-139.4^\circ}$，$0.5423\underline{/-38.6^\circ}$；（c）$657.1\underline{/-43.79^\circ}\,\Omega$；（d）$99.2\cos(2\pi\times10^6 t-6.127^\circ)$，$46.5\cos(2\pi\times10^6 t-153.3^\circ)$；（e）5.406W；（f）3.37]

4.5.6　用SPICE验证4.5.1题的结果。

4.5.7　用SPICE验证4.5.2题的结果。

4.5.8　用SPICE验证4.5.3题的结果。

4.5.9　用SPICE验证4.5.4题的结果。

4.5.10　用SPICE验证4.5.5题的结果。

4.5.11　一个半波偶极子天线通过长为3.6m的300Ω传输线（双线，$v=2.6\times10^8$m/s）与100MHz的馈源相连，如图P4.5.11所示。电源用10V的开路电压和50Ω的源阻抗表示，而偶极子天线的输入端用73Ω电阻和42.5Ω感抗相串联来表示。被73Ω电阻所消耗的功率与天线的辐射功率相同。分别求有和没有传输线两种情况下，天线的平均辐射功率以及传输线上的电压驻波比VSWR。[91.14mW，215.53mW，4.2]

296

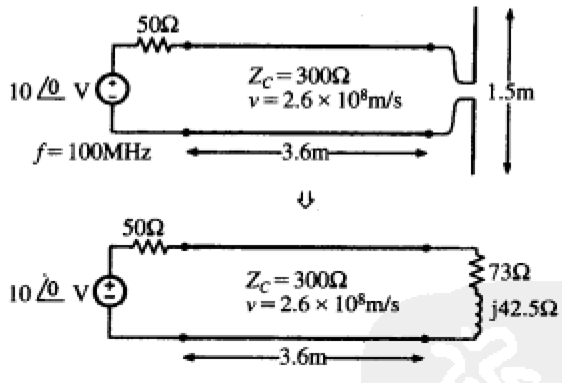


图　P4.5.11

4.5.12　求下列传输线输入阻抗的表达式：（1）带开路负载的传输线；（2）带短路负载的传输线。[$-jZ_C/\tan(\beta\mathscr{L})$，$jZ_C\tan(\beta\mathscr{L})$]

4.5.13　求1/4波长传输线的输入阻抗的表达式。如果传输线带有开路负载，那么它的输入阻抗是什么？如果传输线带有短路负载，那么它的输入阻抗又是什么？[$\hat{Z}_{in}=\hat{Z}_C^2/\hat{Z}_L$，短路阻抗，开路阻抗]

4.5.14　一根低损耗同轴电缆的参数如下：$Z_C\cong(75+j0)\Omega$，$\alpha=0.05$，$v=2\times10^8$m/s。如果传输线端接（a）短路；（b）开路；（c）一个300Ω电阻，那么求11.175m长的电缆在400MHz时的输入阻抗。[（a）$90.209\underline{/-34.86^\circ}\,\Omega$；（b）$62.355\underline{/34.06^\circ}\,\Omega$；(c) $66.7\underline{/21.2^\circ}\,\Omega$]

4.6　集总参数电路近似模型

4.6.1　一根充满空气的传输线（$v=3\times10^8$m/s），具有50Ω特性阻抗，1m长，由30MHz的激励源激励。传输线端接 $\hat{Z}_L=(200-j200)\,\Omega$ 的负载。利用（a）传输线模型；（b）集总

参数π型近似模型来求输入阻抗。[(a) (12.89−j51.49)Ω；(b) (13.76−j52.25)Ω]

4.6.2 一根同轴电缆（$v=2\times10^8$m/s），具有100Ω的特性阻抗，1m长，由4MHz的激励源激励。传输线端接 $\hat{Z}_L=(150-j50)\,\Omega$ 的负载，电源为10V，$\hat{Z}_S=25\,\Omega$。利用（a）传输线模型；（b）集总参数π型近似模型来求传输线的输入和输出电压。[精确值：$\hat{V}(0)=7.954\angle-6.578^\circ$，$\hat{V}(\mathscr{L})=10.25\angle-33.6^\circ$；近似值：$\hat{V}(0)=7.959\angle-5.906^\circ$，$\hat{V}(\mathscr{L})=10.27\angle-35.02^\circ$]

4.6.3 为了使用集总参数电路近似模型来研究时域中的传输线，利用SPICE按照精确模型和单节π型电路模型来计算传输线的输入电压和负载电压。假设$R_S=1/3Z_C$，$R_L=2Z_C$，$V_S(t)$为用 $V_S(t)=\begin{cases}t, & 0\leqslant t\leqslant\tau_r\\ 1, & \tau_r\leqslant t\end{cases}$ 来描述的脉冲。当$\tau_r\leqslant t$时，求$t=0.1T_D$，$1T_D$，$10T_D$时的结果，其中T_D为传输线的单向时延。从这些结果，你能否得出集总参数电路近似模型是有效的结论？（τ_r必须比传输线的单向时延要大得多）。 297

参考文献

1. C.R.Paul and S.A.Nasar, *Introduction to Electromagnetic Fields*,2nd ed.McGraw-Hill,New York,1987.
2. C. R. Paul, *Electromagnetics for Engineers with Applications*, Wiley, New York, 2004.
3. S. B. Cohn, Problems in strip transmission lines, *IRE Trans. Microwave Theory Tech.* **MTT-3**, 119-126 (March 1955).
4. T. C. Edwards, *Foundations for Microstrip Engineering*, Wiley, New York, 1981.
5. K. C. Gupta, R. Garg, and I. J. Bahl, *Microstrip Lines and Slotlines*, Artech House, Dedham, MA, 1979.
6. K. C. Gupta, R. Garg, and R. Chadha, *Computer-Aided Design of Microwave Circuits*, Artech House, Dedham, MA, 1981.
7. R. E. Collin, *Foundations for Microwave Engineering*, 2nd ed. McGraw-Hill, New York, 1992.
8. H. R. Kaupp, Characteristics of microstrip transmission lines, *IEEE Trans. Electron. Comput.* **EC-16**, 186-193 (April 1967).
9. H. A. Wheeler, Transmission line properties of parallel strips separated by a dielectric sheet, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **MTT-13**, 172-185 (1965).
10. F. H. Branin, Jr., Transient analysis of lossless transmission lines, *Proc. IEEE* **55**, 2012-2013 (1967).
11. C. R. Paul, *Fundamentals of Electric Circuit Analysis*, Wiley, New York, 2001.
12. S. Rosenstark, *Transmission Lines in Computer Engineering*, McGraw-Hill, New York, 1994.
13. C. R. Paul, *Analysis of Multiconductor Transmission Lines*, Wiley-Interscience, New York, 1994.
14. C. R. Paul and W. W. Everett, III, *Lumped Model Approximations of Transmission Lines: Effect of Load Impedances on Accuracy*. Technical Report, Rome Air Development Center, Griffiss AFB, NY, RADC-TR-82-286, Vol. IV E, Aug. 1984. 298

第5章 元件的非理想行为

在这一章中讨论电子系统设计尤其是数字电子系统设计中所用的典型电路元件。我们的注意力集中在电路元件在抑制辐射发射和传导发射方面的作用和它们的*非理想行为*。后者对于它们能否提供充分的抑制能力是很关键的。读者不仅要根据元件的*理想行为*来考虑，也要根据它的*非理想行为*来考虑。比如一个电容器的阻抗的频率响应。这些元件通常用于高频信号的旁路或转移，而该高频信号来自于高效辐射的电缆。如果发射的预期频率超过电容器的*自谐振频率*，那么电容器的性能将类似于电感性能，而且无法实现预期的低阻抗。

贯穿于这一章和接下来几章之中的关键是*所关心的主要频率是政府规定的可用频率*。例如，如果产品规定在美国出售，那么FCC限值的频率范围（传导发射为450kHz~30MHz，辐射发射为30MHz~40GHz）内的发射频率就是所要关心的*主要*频率。所以发生在29MHz的辐射发射即使满足FCC规定限值也是没有意义的。尽管如此，我们不可能完全不关心超出规定限值的频率范围之外的发射电平，因为这些发射会对其他产品产生干扰，从而引起电磁场问题和客户的抱怨。*仅仅满足应用的规定要求并不能代表是从EMC观点出发完成的系统设计。*

在这一章中，将建立数学模型，通过这些数学模型可对元件的非理想性能进行更深入的理解。为了建立一个相对简单的模型需要构造一定的近似条件。在这一章中将频繁地给出实测数据，用来说明所建模型的预测精确度。重要的是，要记住：*如果一个假定模型不能预测实际观察到的现象，那么它就是无用的。*

这里所关心的元件性能将集中在规定的高频端，用于减少传导和/或辐射发射。判断一个元件是否在要求频率处可提供预期性能的最终测试是*要对元件在预期频率下的预期性能（如阻抗）进行实测*。市场上有大量可买到的测试仪器来测量元件的高频性能。这些仪器大部分都是电脑控制的并且使用相当简单，因此通过测量可以快速且精确地测定元件是否能提供所期望的EMI抑制。

5.1 导线

作为系统中的重要元件，系统的导体（导线和印制电路板，PCB，连接盘）经常被忽略。如果一对导体在所关注的频率处是电长的（$\mathscr{L}>\lambda/10$），那么它的特性就和传输线一样（见第4章），不能用集总参数电路来建模。另一方面，如果导线在所关心的频率处是电短的，那么集总参数电路模型将提供精确的预测。这里主要关注它们在规定频率处的性能。在辐射发射频率范围（30MHz~40GHz）和较低的传导发射频率范围（150kHz~30MHz）内，这些元件远远达不到理想性能。至少在数字电路中，最重要的影响可能为导体的电感。导体的电阻在功能设计中通常更为重要，比如确定要求的连接盘和/或导线规格以确保电源分配电路中该导体的压降最小。尽管如此，*在规定限值的*

频率上，尤其在辐射发射频段内的导体的电感比电阻要重要得多。在这一节中将研究这些问题。

本节中将涉及的导线由一个或多个实芯的圆柱形导体构成。单导体称作为实芯线。导线的半径为r_w，电导率为σ。绝大多数的导体材料为铜（Cu），其电导率为$\sigma_{Cu}=5.8\times10^7$S/m。通常导体不是铁磁性的，因此它的磁导率$\mu$为自由空间的磁导率：$\mu=\mu_0=4\pi\times10^{-7}$H/m。同样，所有实际导体的介电常数均为自由空间的介电常数：$\varepsilon=\varepsilon_0\cong(1/36\pi)\times10^{-9}$F/m。表5-1给出了不同导电材料的相对电导率（相对于铜）σ_r和相对磁导率（相对于自由空间）μ_r。

300

表5-1 导体的导电率（相对于铜）和磁导率（相对于自由空间）

导 体	σ_r	μ_r
银	1.05	1
退火铜	1.00	1
金	0.70	1
铝	0.61	1
黄铜	0.26	1
镍	0.20	600
青铜	0.18	1
锡	0.15	1
钢（SAE1045）	0.10	1 000
铅	0.08	1
锰乃尔铜－镍合金	0.04	1
不锈钢（430）	0.02	500
锌	0.32	1
铁	0.17	1 000
铍	0.10	1
Mu金属（1kHz）	0.03	30 000
坡莫合金（1kHz）	0.03	80 000

绞合线由半径为r_{ws}且相互平行的几股实芯线组成，实芯线平行放置是为了使用上的灵活性。作为一种合理的近似，可以通过将一股半径为r_{ws}的绞合线的电阻和内部电感除以股数S来计算S股绞合线的电阻和内部电感。这样实质上是将绞合线看成是S股并联的相同导线。电感和电容的外部参数可以通过用相同半径的实芯线代替绞合线来近似计算。因此，仅通过实芯线就可以得到所需要的参数。

导线生产厂家的许多手册不但列出了绞合线的半径和股数，而且还列出了粗略代表绞合线所有半径的等效规格。导线是通过代表了一定半径实芯线的线规来进行选择的。尽管有一些线规格的定义，但最通用的还是美国线规（AWG）。生产厂家的手册也列出了不同线规相应的导线半径。导线半径由英制单位给出，典型地以mil为单位，1mil＝1/1 000in＝0.001in。表5-2给出了典型线规的导线直径。

表5-2 导线规格（AWG）及其导线直径

导线规格	导线直径（mil）	
	实芯线	扭绞线
4/0	460.1	522.0（427×23）

（续）

导线规格	导线直径（mil）	
	实芯线	扭绞线
		522.0（259×21）
3/0	409.6	464.0（427×24）
		464.0（259×23）
2/0	364.8	414.0（259×23）
		414.0（133×20）
1/0	324.9	368.0（259×24）
		368.0（133×21）
1	289.3	328.0（2109×34）
		328.0（817×30）
2	257.6	292.0（2646×36）
		292.0（665×30）
4	204.3	232.0（1666×36）
6	162.0	184.0（1050×36）
		184.0（259×30）
8	128.5	147.0（655×36）
10	101.9	116.0（105×30）
		115.0（37×26）
12	80.0	95.0（165×34）
		96.0（7×20）
14	64.1	73.0（105×30）
		73.0（41×30）
		73.0（7×22）
16	50.8	59.0（105×36）
		59.0（26×30）
		60.0（7×24）
18	40.3	47.0（65×36）
		49.0（19×30）
		47.0（16×30）
		48.0（7×26）
20	32.0	36.0（41×36）
		36.0（26×34）
		37.0（19×32）
		35.0（10×30）
22	25.3	30.0（26×36）
		31.0（19×34）
		30.0（7×30）
24	20.1	23.0（41×40）
		24.0（19×36）
		23.0（10×34）
		24.0（7×32）
26	15.9	19.0（7×34）
		20.0（19×38）
		21.0（10×36）
28	12.6	16.0（19×40）
		15.0（7×36）
30	10.0	12.0（7×38）
32	8.0	8.0（7×40）
34	6.3	7.5（7×42）
36	5.0	6.0（7×44）
38	4.0	

绞合线的半径根据与相应实芯线相等的半径来确定。绞合线也按照构成绞合线的实芯线数量和线规来规定（数量×量规）。将导线半径的单位由密耳转换为米是一件简单的事情。例如，一条20#AWG导线的半径为$r_w = 16\text{mil}$。为了将该半径的单位转换为米，可以乘以由第1章所述的单位比率：

$$r_w = 16\text{mil} \times \frac{1\text{ in}}{1000\text{mil}} \times \frac{2.54\text{cm}}{1\text{ in}} \times \frac{1\text{m}}{100\text{cm}} = 16\text{mil} \times (2.54 \times 10^{-5}\text{m/mil}) = 0.4064$$

因此，为了将半径的单位由密耳转换为米，被乘数为2.54×10^{-5}。

301

导线通常由于显而易见的原因包含了一层圆柱形介质绝缘材料。典型的介质绝缘材料的厚度约为导线半径这一数量级。导线生产厂家使用了不同类型的介质绝缘材料，他们的手册列举了不同绝缘材料的相对介电常数ϵ_r的直流（或低频）值。表5-3列出了不同绝缘材料的ϵ_r。

表5-3 绝缘介质的相对介电常数

材 料	ϵ_r	材 料	ϵ_r
空气	1.0005	环氧树脂	3.6
泡沫聚苯乙烯	1.03	石英（熔凝）	3.8
聚乙烯泡沫	1.6	玻璃（耐热）	4.0
泡沫聚乙烯	1.8	环氧玻璃（PCB基板）	4.7
聚四氟乙烯	2.1	胶木	4.9
聚乙烯	2.3	聚酯薄膜	5.0
聚苯乙烯	2.5	陶瓷	6.0
硅橡胶	3.1	氯丁橡胶	6.7
尼龙	3.5	聚氨酯	7.0
聚氯乙烯（PVC）	3.5	硅	12.0

记住，介质材料不是铁磁性的，这样介质材料就具有自由空间的相对磁导率$\mu_r = 1$，因此导线绝缘层并不影响由导线中的电流所产生的磁场特性。

302 ~ 303

5.1.1 导线的电阻和内电感

半径为r_w的圆形导线的直流电阻及其电导率σ和总长度$\mathscr{L}$之间的关系为：

$$R = \frac{\mathscr{L}}{\sigma \pi r_w^2} \tag{5.1}$$

随着频率的增高，导线横截面上的电流由于集肤效应在越靠近外部设备的地方越密集。实质上，假设该电流集中在导线表面的一个环形区域内，当集肤深度小于导线半径时其厚度与集肤深度相等[1]：

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu_0 \sigma}} = \frac{6.6 \times 10^{-2}}{\sqrt{f}} = \frac{2.6 \times 10^{3}}{\sqrt{f}} \tag{5.2}$$

表5-4给出了不同频率下铜（$\sigma = 5.8 \times 10^7\text{ S/m}$，$\epsilon_r = 1$，$\mu_r = 1$）的集肤深度。

注意，在辐射发射规定限值的频率范围内，集肤深度会变得相当小。大约在该频率范围的中心，100MHz时，集肤深度为0.26mil。电流趋向于主要集中在具有集肤深度δ的导体表面附近的带状区域内。因此运载高级电流的导线只利用了该导线很小的一段金属部分。

304

表5-4 铜的集肤深度

f	δ	f	δ
60Hz	8.5mm	1MHz	2.6mil
1kHz	2.09mm	10MHz	0.82mil
10kHz	0.66mm	100MHz	0.26mil
100kHz	0.21mm	1GHz	0.0823mil

图5-1举例说明了直流时圆形导线中的电流均匀地分布在其横截面上的事实，但是较高频率时电流越来越集中在外表面附近近似为一个集肤深度的厚度处。由于电阻与电流所占的横截面面积成正比，所以单位长度的电阻就变为：

$$r_{lf} = r_{dc} = \frac{1}{\sigma\pi r_w^2} \qquad (r_w \ll \delta) \tag{5.3a}$$

$$r_{hf} = \frac{1}{\sigma[\pi r_w^2 - \pi(r_w-\delta)^2]} \cong \frac{1}{\sigma 2\pi r_w \delta} = \frac{r_w}{2\delta} r_{dc} = \frac{1}{2r_w}\sqrt{\frac{\mu_0}{\pi\sigma}}\sqrt{f} \qquad (r_w \gg \delta) \tag{5.3b}$$

导线单位长度的电阻与频率的关系曲线如图5-1所示。从式（5.2）可见集肤深度与频率的二次方根$\sqrt{f}$成反比，集肤深度随着频率的增加而减小。因此高频电阻r_{hf}的增长速率为10dB/10倍频。电阻保持直流值直到两条渐近线相交时所对应的频率，或者$r_w = 2\delta$。

305

（5.3）式中的电阻为单位长度电阻，单位为Ω/m。长度为$\mathscr{L}$的导线的总电阻为$R = r\mathscr{L}$。

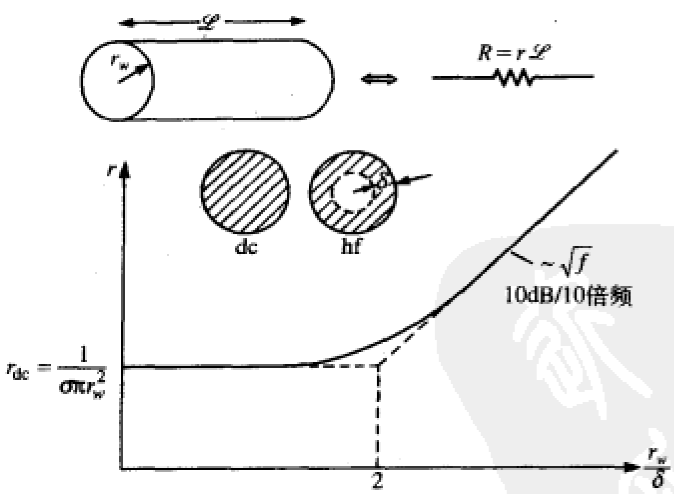


图5-1 导线单位长度的电阻依赖于频率（集肤深度）

绝缘导线也有依赖于频率的电感，它被称作内电感，因为它是由于进入导线内部的磁通量引起的。直流内电感在[1]中导出：

$$l_{i,DC} = \frac{\mu_0}{8\pi} = 0.5 \times 10^{-7}\ \text{H/m} = 50\ \text{nH/m} = 1.27 \qquad (r_w \ll \delta) \tag{5.4a}$$

这也是一个单位长度的参数。长度为$\mathscr{L}$的导线总的内电感为$L_i = l_i\mathscr{L}$。对于高频激励，电流又趋向于聚集在导线表面，集中于δ厚度处。更高频时单位长度的内电感也在[1]中导出：

$$l_{i,\mathrm{hf}} = \frac{2\delta}{r_w} l_{i,\mathrm{DC}} = \frac{1}{4\pi r_w}\sqrt{\frac{\mu_0}{\pi\sigma}}\frac{1}{\sqrt{f}} \qquad (r_w \gg \delta) \tag{5.4b}$$

由于集肤深度δ与频率的二次方根成反比，所以集肤深度δ随频率的增加而减小。式（5.4b）表明对于$r_w \gg \delta$，高频时单位长度内电感的减小速率为−10dB/10倍频。该频率特性如图5-2所示。

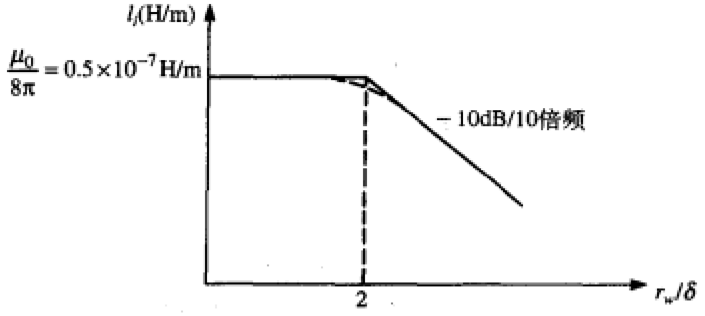


图5-2 导线单位长度的内电感与频率的关系曲线（集肤效应）

例5.1 求2in长20#规格实芯铜导线在200MHz时的电阻和内部电感。

解：首先确定导线半径是否在如图5-1所示的集肤效应区域的直流区域内。200MHz时的集肤深度为：

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu_0 \sigma}} = \frac{1}{\sqrt{\pi \times 2 \times 10^8 \times 4\pi \times 10^{-7} \times 5.8 \times 10^7}} = 4.67 \times 10^{-6}\ \mathrm{m} = 0.184$$

306

由表5-2可知，20#规格实芯导线的半径为16mil。由于$r_w \gg \delta$，所以在集肤效应的区域内，因此从式（5.3b）计算每单位长度的电阻为：

$$\begin{aligned} r_{\mathrm{hf}} &= \frac{1}{2r_w}\sqrt{\frac{\mu_0}{\pi\sigma}}\sqrt{f} \\ &= \frac{1}{2 \times 16 \times 2.54 \times 10^{-5}}\sqrt{\frac{4\pi \times 10^{-7}}{\pi \times 5.8 \times 10^7}}\sqrt{2 \times 10^8} \\ &= 1.44\ \Omega/\mathrm{m} \\ &= 36.7 \end{aligned}$$

因此，总电阻为：

$$R = r_{\mathrm{hf}} \times \mathscr{L} = 73.4$$

从式（5.4b）计算得到内部电感为：

$$l_{i,\mathrm{hf}} = \frac{1}{4\pi r_w}\sqrt{\frac{\mu_0}{\pi\sigma}}\frac{1}{\sqrt{f}} = \frac{r_{\mathrm{hf}}}{2\pi f} = 1.15\ \mathrm{nH/m} = 29.2$$

总的内部电感为：

$$L_{i,\mathrm{hf}} = l_{i,\mathrm{hf}} \times \mathscr{L} = 58.4$$

307

5.1.2 平行导线的外部电感和电容

前面推导出来的电阻和内部电感只与导线相关。电流需要一条返回路径。最常见的

结构为具有相等半径r_w、长度$\mathscr{L}$和间距s的一对平行导线，如图5-3所示。通向每条导线外部的磁通量有助于总的磁通量穿过两条导线之间的区域。一对导线单位长度的外部电感l_e是两条单位长度的导线之间的磁通量ψ_m与由该磁通量产生的电流之比。第4章导出了这个结果，假设导线充分隔离（$s/r_w>5$），这样电流均匀分布在导线周边，因此邻近效应可以忽略。该公式为：

$$\begin{aligned} l_e &= \frac{\psi_m/\mathscr{L}}{I} \\ &= \frac{\mu_0}{\pi}\ln\left(\frac{s}{r_w}\right) \quad (\mathrm{H/m}) \\ &= 0.4\ln\left(\frac{s}{r_w}\right) \quad (\mu\mathrm{H/m}) \\ &= 10.16\ln\left(\frac{s}{r_w}\right) \end{aligned} \tag{5.5}$$

总环路电感为线长和两条导线的内电感的乘积与单位长度外电感和线长的乘积之和，即，$L_{\text{loop}}=2l_i\mathscr{L}+l_e\mathscr{L}$。注意，$l_e\mathscr{L}$为由两条导线构成的环路电感。可观察到外部电感是环路电感并且可能分配给环路中的任一条导线。

308

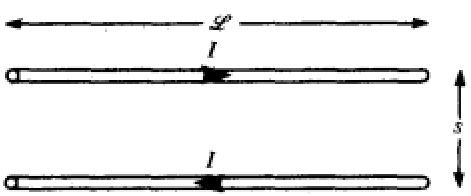


图5-3 一对平行导线的等效电路模型

导线上的电荷有助于产生取决于导线之间的距离和半径的两条导线之间的单位长度电容，与外电感类似。第4章导出了该单位长度电容，为单位长度导线上的电荷$Q/\mathscr{L}$与两线之间的电压之比：

$$\begin{aligned} c &= \frac{Q/\mathscr{L}}{V} \\ &= \frac{\pi\varepsilon_0}{\ln(s/r_w)} \quad (\mathrm{F/m}) \\ &= \frac{27.78}{\ln(s/r_w)} \quad (\mathrm{pF/m}) \\ &= \frac{0.706}{\ln(s/r_w)} \end{aligned} \tag{5.6}$$

这个结果假设导线之间充分隔离（$s/r_w>5$），这样电荷均匀分布在导线周边，并且邻近效应可以忽略。全长为$\mathscr{L}$的一对平行导线之间的总电容为单位长度电容和线长的乘积：$C=c\mathscr{L}$。

复习题5.1 求两根间隔1/4in的20#规格实芯平行导线的单位长度电感和电容。

答案：27.9nH/in，0.257pF/in。

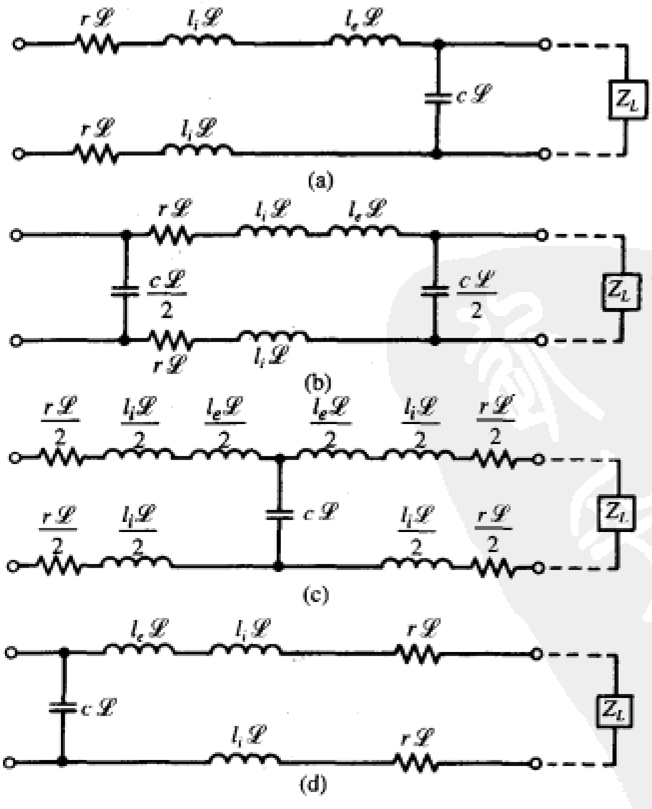
5.1.3 平行导线的集总参数等效电路

每个单位长度的参数当其乘以导线长度时就得到该长度导线的总参数。如果线总长

度$\mathscr{L}$是电短的，即在激励频率上为$\mathscr{L} \ll \lambda$，那么有可能集中这些分布参数得到导线对的集总参数等效电路。另一方面，如果导线是电长的$\mathscr{L} > \lambda$，那么别无他法，只有将传输线作为导线的模型（第4章）。结合以上要素可以得到如图5-4所示的一对平行导线的几种可能的集总参数电路模型。如图5-4a所示为集中反向伽马模型，如此命名是因为它类似于希腊字母Γ。图中剩余部分的集总参数电路模型：集中π、集中T和集中Γ模型都是这样命名的。任意一个模型都将构成该导线可接受的近似模型，只要该导线是电短线即可。尽管如此，取决于与导线末端相连的负载的阻抗，一个模型将比另一个模型在频率上更进一步增加预测的精确度。这在参考文献[2]中进行了讨论和研究。例如，如果负载阻抗Z_L是一个"低阻抗"，也就是说，远远小于该导线的特性阻抗： 309

$$Z_C = \sqrt{\frac{l_e}{c}} = 120 \ln\left(\frac{s}{r_w}\right) \tag{5.7}$$

那么图5-4d所示的集中Γ模型和图5-4c所示的集中T模型可预测的频率将稍高于图5-4a所示的集中反向伽马模型和图5-4b的集中π模型。这在直观上是合理的，因为一个低阻抗负载与集中反向Γ模型和集中π模型最右端的并联电容元件是并联的，因此这些元件由于该低阻抗负载而无效。该转换将应用于"高阻抗"负载：集中Γ模型和集中T模型最右端的电阻和电感元件与高阻抗负载是串联的，因此将导致这些元件无效。



（a）集中反向Γ模型；（b）集中π模型；（c）集中T模型；（d）集中Γ模型

图5-4 平行导线对的集总参数等效电路 310

一旦决定了导线单位长度的参数而且建立了这些集总参数电路模型，任何集总参数电路的分析程序，比如SPICE都能用于分析与负载（门电路等等）相连的合成电路。重要的时域参数，比如上升时间、波形和时延，都可以通过该仿真来简单地确定。

关于这些模型有一点很重要，就是需要讨论频繁出现的误解。注意在图5-4中的任何一个集总参数电路中，外部电感l_e与内部电感l_i都是串联的。外电感的阻抗为$\omega L_e=2\pi f l_e \mathscr{L}$，因此直接随着频率的升高而增加。然而，进行进一步的研究，得知单位长度的内电感与频率的平方根成反比，随着频率的升高而减小。*这样内电感的阻抗随着频率的平方根的增加而增加*。因此外电感的阻抗随频率增长的速率要大于内电感。同样，具有典型线尺寸和线间距的导线，其外电感通常比内电感要大得多。例如，考虑间距为50mil（带状电缆中相邻导线的典型间距）的20#规格的实心铜线，单位长度的内电感为$l_{i,DC}=0.05\mu H/m=12.7nH/in$，而单位长度的外电感为$l_e=0.456\mu H/m=11.58nH/in$，比内电感要大10倍。假设当$r_w>2\delta$时的较高频率。单位长度的外电感比单位长度的内电感要大10倍，而超出这个频率时差值就增大了，因为随着频率的增加外电感保持不变，而内电感随$1/\sqrt{f}$而减小。所以*内电感的阻抗通常比外电感要小得多，因此可以忽略模型中的内电感*。对于典型尺寸的导线，讨论这些是很重要的，这是为了得到最简单的模型，从而更容易地由该模型获得定性的特性。 [311]

还有最后几点需要讨论。在以上单位长度的外电感参数l_e与c的推导中，假设导线周围的介质是均匀的，并具有自由空间的介电常数ε_0和磁导率μ_0。因此假定为*自由空间中的裸线*。导线周围通常都有圆形的绝缘介质材料，以防止与其他导线的接触。这种类型的介质据说是非均匀的，因为电场和磁场部分存在于绝缘介质材料（ε_r）之中，部分存在于空气之中。介质不是铁磁性的，因此$\mu=\mu_0$。*所以非均匀介质的存在并不影响外电感参数*。然而，由于周围媒质是非均匀的，其介电常数为ε，所以公式（5.6）对于导线单位长度的电容*并不适用*。不能简单地用绝缘介质材料的介电常数代替该公式中的ε_0，因为电场并不只存在于介质之中。非均匀介质单位长度电容的推导是一个难题，而且并没有这种情况的相近表达形式——与一些手册所述的相反。这种情况下必须采用数值方法[3]。忽略这些技术细节，通过对具有典型的导线尺寸、绝缘层厚度和线间距的导线运用前面求l_e的式（5.5）和求c的式（5.6），*并忽略介质绝缘层，可以得到非均匀介质情况下的合理近似*。

复习题5.2　求一对间隔50mil，长为5in的28#规格实芯导线的总内部电感、外部电感、电阻和电容。

答案：0.209Ω，3.32nH，105nH，1.7pF。

5.2　印制电路板（PCB）连接盘

在用来连接系统中各个子系统和PCBs的电缆中，通常会发现很多导线。印制电路板上的导体具有矩形横截面，这与导线相反，导线的横截面是圆形的。印制电路板由一个介质衬底（典型地为玻璃环氧树脂，$\varepsilon_r\cong4.7$）构成，介质衬底上蚀刻了横截面为矩形的导体（*连接盘*）。典型的电路板厚度约为47mil~62mil数量级。连接盘厚度是根据电路板的覆层厚度来规定的。典型的覆层厚度为1盎司Cu和2盎司Cu。这指的是占据1平方英

尺面积的该厚度的铜材料的重量。比如，1盎司铜覆层的厚度为1.38mil，而1ft^2面积重1盎司。2盎司铜覆层的厚度是其两倍，或者说是2.76mil。本教材中我们将始终假设最常见的1盎司铜覆层的厚度或者说1.38mil。

连接盘横截面上的电流分布在某种意义上与导线上的分布非常相似。对于直流或低频激励源来说，电流近似均匀地分布在连接盘的横截面上如图5-5所示。因此连接盘单位长度的低频电阻为：

$$r_{lf} = r_{DC} = \frac{1}{\sigma w t} \tag{5.8a}$$

312

式中，ω为连接盘宽度，t为连接盘厚度（1.38mil）。对于高频激励源，电流趋向于密集在连接盘的外边界上，如图5-5所示。高频电阻的计算是一个难题，但是通过假设电流均匀分布在集肤深度δ处可以得到其合理的近似值：

$$r_{hf} = \frac{1}{\sigma(2\delta w + 2\delta t)} = \frac{1}{2\sigma\delta(w+t)} \tag{5.8b}$$

如4.5.4节所导出的，式（5.8a）和式（5.8b）中的直流和高频阻抗具有在某一频率处相交的渐近线，其中

$$\delta = \frac{1}{2}\frac{wt}{(w+t)} \cong \frac{t}{2} \qquad w \gg t \tag{5.8c}$$

因此，高于这个频率可以利用式（5.8b）来计算阻抗。

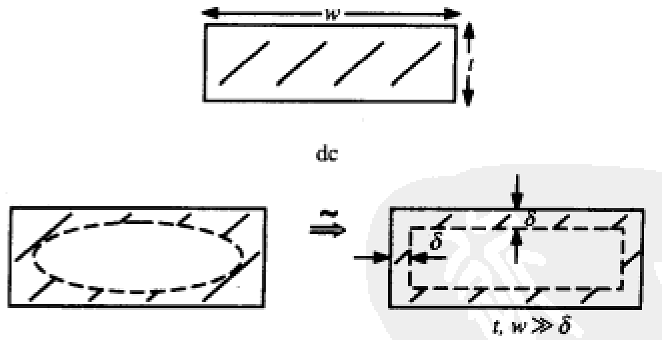


图5-5 PCB连接盘的集肤深度效应举例

连接盘也具有由连接盘内部的磁通产生的内部电感，这与导线多少有些类似。然而，在连接盘的情况下，这个内部电感的计算还是一个难题。假定任意集总参数电路模型中的内部电感参数与外部电感参数相比非常小，则将忽略这个内部电感参数。

计算平行连接盘的外电感和电容与计算平行导线对的外电感和电容要困难得多。一般这只能用数值方法来计算，由数值计算方法建立的这些连接盘结构的近似公式见4.2.2节。结果根据两个参数给出：传输线的特性阻抗

$$Z_C = \sqrt{\frac{l_e}{c}} \tag{5.9a}$$

313

和有效相对介电常数ε_r'。有效相对介电常数基于电力线部分存在于空气中，部分存在于PCB中（见图4-12）的事实来计算。因此，波的传播速度为：

$$\begin{aligned} v &= \frac{1}{\sqrt{l_e c}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r' \varepsilon_0 \mu_0}} \\ &= \frac{v_0 = 3\times 10^8}{\sqrt{\varepsilon_r'}} \quad \text{m/s} \\ &= \frac{11.8}{\sqrt{\varepsilon_r'}} \end{aligned} \tag{5.9b}$$

诸如连接盘和微带线等典型的PCB结构的近似公式及PCB I和PCB II的结构由4.2.2节给出。由此得到单位长度的外电感和电容为：

$$l_e = \frac{Z_C}{v} \tag{5.10a}$$

$$c = \frac{1}{vZ_C} \tag{5.10b}$$

一旦得到这些参数连同单位长度的电阻，就可以对任何安装于PCB上的矩形截面的导体构造如图5-4所示的集总参数等效电路（忽略导体的内电感）。

复习题5.3 求第4章中图4-12c所示的PCB I连接盘的总电阻，外部电感和电容，连接盘的总长度为5in，$s=15$mil，$w=15$mil，$h=62$mil，$t=1.38$mil，$\varepsilon_r=4.7$，频率为100MHz。

314

答案：796mΩ，102nH，4.89pF。

5.3 元件引线的影响

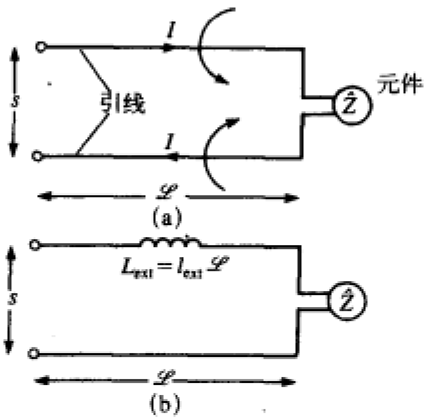
现在开始对电子系统中不同的分立元件、电阻、电容和电感等进行研究。研究的重点在于它们在规定限值的高频范围内的*非理想特性*。一个元件必须通过*引线*与电路相连，这些连接导线通常为裸线形式，如电阻、电容等的连接引线。这就是所谓的*分立引线连接*。还有一种连接技术越来越多地被使用，该技术加快了印制电路板（PCBs）上元件的自动装配。可能最常用的替代方法是*表面贴技术*（SMT）。利用这种方法，与元件封装相连的平坦的、横截面为矩形的“探头”可直接焊接到PCB上。这不仅减小了连接引线的长度（获得所期望的元件性能的一个重要因素），还增加了元件到PCB上。同时也允许基于分立引线连接法下PCB上可放置越来越多的元件。元件通常只放置在PCB的一面。利用SMT元件，许多更小的元件比如电阻和电容可放置在PCB的另一面，这样就增加了元件的密度。在现代电子系统中大多数PCB在不使用SMT元件的情况下无法在容许的电路板空间内进行“组装”。这里将集中讨论分立引线元件，尽管这里的一些结果对SMT元件也适用。

影响元件高频性能最重要的因素之一就是*元件连接引线的长度*。过长的连接引线在高频时会使元件性能偏离理想状态，该频率在当元件如人们所预期的那样运行时的规定限值的频率范围内。*元件引线的长度和间隔*使元件除了理想特性外还有*感性*和*容性*因素。这些因素与元件相结合可以得到远非预期理想特性的总性能。

为了对连接引线的电感建模，考虑如图5-6a所示的分立引线连接。利用由前面式

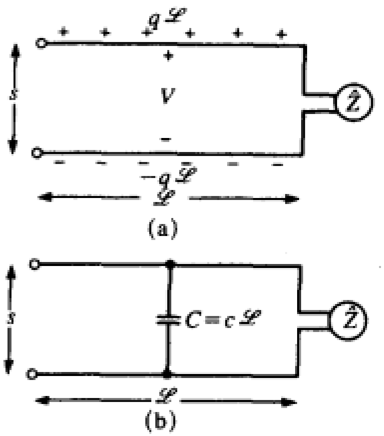
（5.5）中给出的平行导线的单位长度电感乘以引线长度的结果可以获得环路的电感。例如，考虑典型元件的引线为20#规格的实芯线（r_w＝16mil）。假设引线长度为0.5in，间隔为0.25in。由式（5.5）中的公式得到电感为14nH。等效电路如图5-6b所示。我们计算的电感为环路电感，这样我们集中该电感并将其串联在任一引线中。通过比较利用局部电感，式（5.24）给出的环路电感为17.63nH。式（5.24）的第二项给出12nH。

下一个将要考虑的效应就是引线之间的电容如图5-7所示。这可能通过将式（5.6）给出的单位长度电容乘以引线长度来计算得到该电容。作为一个例子，考虑两条长度为0.5in、间隔为0.25in的20#规格引线，电容为0.128pF。 315



（a）物理结构；（b）等效电路

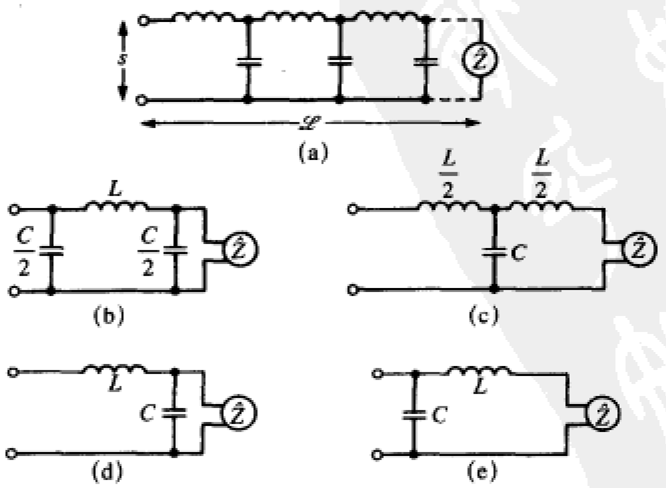
图5-6 元件引线的磁场效应模型



（a）物理结构；（b）等效电路

图5-7 元件引线的电场效应模型 316

如图5-6b所示为引线电感的集总参数电路模型，而如图5-7b所示为引线电容模型。如何将这两种效应综合于单个模型之中？对于这个问题并没有唯一解，因为这些都是分



（a）分布参数；（b）集中π；（c）集中T；（d）集中反向Γ；（e）集中Γ

图5-8 元件引线的等效电路

布参数元件。换句话说，它们的效应沿引线长度分布，如图5-8a所示。

然而，如果引线长度$\mathscr{L}$和间隔s在我们所关心的频率是电短的，那么可以集中L和C（单位长度值乘以线长度$\mathscr{L}$）以得到几个集总参数电路模型，这些模型与5.1.3节中关于平行导线对导出的模型结构是相同的。图5-8（b~e）给出了4种可能的等效电路。此外，尽管任一电路是引线长度为电短时分布参数的近似表示，5.1.3节中所讨论的取决于元件阻抗$\hat{Z}$的结构也是比其他结构更为近似。实际上，这里只对引线效应的估算有兴趣，为了这个目的，任一模型都是适用的。在这些模型中，在假设连接引线为电短线的基础上忽略了导线损耗。

317

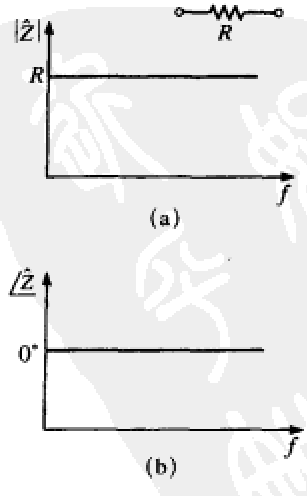
5.4　电阻

电阻可能是电子系统中最常用的元件。这些元件的结构有三种基本形式：（1）复合型碳纤维，（2）线绕型，（3）薄膜型。复合碳纤维电阻是最普遍的，它们由碳纤维圆柱体构成末端连接两根引线。线绕电阻具有与绕线技术相关的大量电感。很难通过简单的目测确定一个电阻是复合碳纤维的还是线绕的。用于构成一个线绕电阻的预期导线长度可以通过式（5.1）计算出来。薄膜电阻通过在绝缘衬底上放置一块金属薄膜来构成。引线连接在金属膜的末端，而其封装类似于一个轴向引线电阻。由于构造技术，这种电阻的电阻值比复合碳纤维型的更为精密，但是电感小于绕线型的。

一个电阻的理想频率响应对于所有的频率其幅度值都等于电阻值，而且相角均为0°，如图5-9所示。将此表示为：

$$\hat{Z} = R\angle 0^{\circ} \tag{5.11}$$

高频时实际电阻的性能会偏离其理想性能，其偏离程度的不同取决于构造技术。举个例子，因为线绕电阻由导线构成，希望这种电阻在高频时具有明显的电感特性。碳纤维复合电阻并不期望在同样的程度上表现出该特性。因此，如果通过电阻的电流具有大的di/dt因子，可以建议在这里用一个碳纤维复合电阻来代替一个线绕电阻。另外，线绕电阻的终端特性为$v(t)=R_i(t)+Ldi(t)/dt$。举个例子，在用作开关电源中的开关元件的场效应晶体管的电源引线中采用该电阻作为一个“感应电阻”，这种非理想特性并不是人们所期望的。电阻两端的电压反映了通过晶体管引线的电流，用于控制对晶体管开关的工作周期的影响。尽管如此，由于电流随时间的快速变化，线绕电阻的电感特性可能导致电阻两端的电压降，类似于该电流的导数，这并不是人们所期望的。



（a）幅度；（b）相位

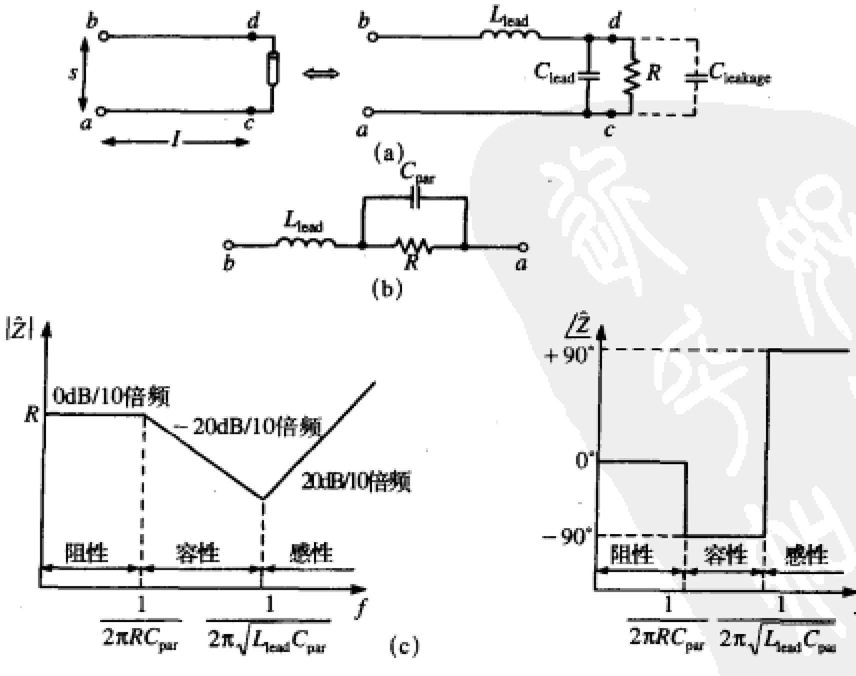
图5-9　理想电阻的阻抗频率特性

318

线绕电阻优于复合碳纤维电阻的地方就是该电阻可以获得偏差更小的元件值。举个例子，碳质电阻典型的容差为5%~10%。这意

味着厂商只能保证，比如，一个1kΩ的电阻对于10%的容差可以在1.1kΩ和900Ω之间取值。对于上述开关电源中的感应电阻，采用一个小的电阻值是很重要的，这样就不会削弱晶体管开关的功能，典型值约为1Ω这个数量级。开关的正确操作取决于所获得的抽样电流的精确值，而一个容差为10%的碳质电阻是无法给出这个精确值的。因此一个线绕电阻可以用于这个场合。从功能上来看，线绕电阻的电感特性是可以容忍的。而从EMC观点来看，这个开关波形的微分会在电阻两端产生电压脉冲，其重复频率为基本的开关频率，具有快速的上升/下降时间。在第3章中看到这种信号的频谱远超过了信号的重复率，这样就会造成辐射和/或传导发射问题。

碳纤维复合电阻和线绕电阻都显示了其他的非理想效应。举个例子，由于电阻体周围的电荷泄漏从一端到另一端产生了一定的“分流电容”。通常这是一种很小的影响。一个更显著的效应是由元件引线的电感和电容所代表的，正如在前一节中所讨论的那样。用一个集中反向-Γ等效电路代替这些引线可以得到如图5-10a所示的模型。也可以选择如图5-8所示的其他模型，但为了简单起见将选择集中反向-Γ模型。这样电阻的等效电路如图5-10b所示。这个模型中的引线电感L_{lead}指的是由两条引线围成的回路面积的电感。对于典型的长度为0.5in、间隔为0.25in的引线（20#规格且$r_w = 16$mil）利用式（5.5）得到L_{lead}约为14nH（当引线相对于电阻体的弯曲为直角时，间隔主要由电阻体的长度来决定）。这个模型中的寄生电容指的是引线电容和漏电电容的并联组合，$C_{par} = C_{lead} + C_{leakage}$。典型值为$C_{par} \cong 1$pF~2pF。对于典型的长度为0.5in、间隔为0.25in的引线（20#规格且$r_w = 16$mil），利用式（5.6）得到C_{lead}约为0.128pF。这也许小于电阻体的漏电电容。计算这些元件效应是有益处的。考虑一个1kΩ的电阻。如果假设寄生电容为1pF，频率



（a）等效电路，（b）简化的等效电路，（c）不同频率下阻抗的伯德曲线

图5-10 包含引线效应的非理想电阻

约为159MHz时C_{par}的阻抗是1kΩ。电感和电容在频率约为1.3GHz时产生了谐振。这举例说明了对于高阻抗电容，寄生电容控制着元件效应。

319

为了研究这个模型的频率响应，首先导出模型的阻抗公式。参考文献[4, 5]中描述了一个推导该公式的简单方法（也可见附录A）。首先用它们的阻抗代替电感，根据复变量 $p=j\omega$ 给出 $\hat{Z}_L=pL$，并且由它们的阻抗 $\hat{Z}_C=1/pC$ 代替电容。导出元件阻抗 $\hat{Z}(p)$ 的表达式，并且将 $p=j\omega$ 代入该表达式。这里的阻抗 $\hat{Z}(p)$ 是"传输函数"的通式，给出了两个电路值（电流和/或电压）的比值[4, 5]。这里的传输函数是端电压 $\hat{V}(p)$ 与端电流 $\hat{I}(p)$ 之比，$\hat{Z}(p)=\hat{V}(p)/\hat{I}(p)$，其中，电压和电流都规定带负号转换。对于图5-10b中的电阻模型，可以导出：

320

$$\hat{Z}(p)=L_{\text{lead}}\frac{p^2+p/RC_{\text{par}}+1/L_{\text{lead}}C_{\text{par}}}{p+1/RC_{\text{par}}} \tag{5.12}$$

将$p=j\omega$代入这个公式得到：

$$\hat{Z}(j\omega)=L_{\text{lead}}\frac{1/L_{\text{lead}}C_{\text{par}}-\omega^2+j\omega/RC_{\text{par}}}{j\omega+1/RC_{\text{par}}} \tag{5.13}$$

图5-10c给出了该阻抗的幅度和相位相应的伯德曲线或渐近线。在这里将频繁地采用对数或伯德曲线来表示元件的频率响应。读者应回顾这种方法，在任何典型的电路分析教材中都有关于这种方法的描述。参考文献[5]中给出了完整的讨论。基本方法是不仅要画出幅度 $|\hat{Z}(j\omega)|$，还要画出幅度的对数 $|\hat{Z}(j\omega)|_{\text{dB}}=20\log_{10}|\hat{Z}(j\omega)|$，单位为分贝（相对于1Ω的基准电平）。为了将"非对数"直线转换为对数直线，频率轴必须用$\log_{10}f$来标注。通常，使用对数坐标纸能更容易地完成这项工作，其中垂直坐标轴上根据$|\hat{Z}(j\omega)|_{\text{dB}}=20\log_{10}|\hat{Z}(j\omega)|$标有线性刻度值，而在水平坐标轴上根据对数底标有频率。这意味着可以简单地以 f 来标注这些图的水平坐标轴。也可以采用垂直坐标轴上标注对数间隔的对数-对数坐标纸来画绝对幅度而不是以dB为单位的幅度（相对于1Ω）。

在这一点上考虑另一种计算方法是很重要的。读者应该能够计算一个电路的"传输函数"，还可以快速检查结果的精度和确定频率响应的总体特性。为了做到这点，在以下两个频率可以直接由电路对性能作简单的检测：直流和无穷大频率。为了检测直流时的性能，可以简单地将$p=0$代入任一阻抗表达式中，如将$p=0$代入 $\hat{Z}_L=pL$ 和 $\hat{Z}_C=1/pC$ 可得：

$$\hat{Z}_L=0|_{f=0} \tag{5.14a}$$

321

$$\hat{Z}_C=\infty|_{f=0} \tag{5.14b}$$

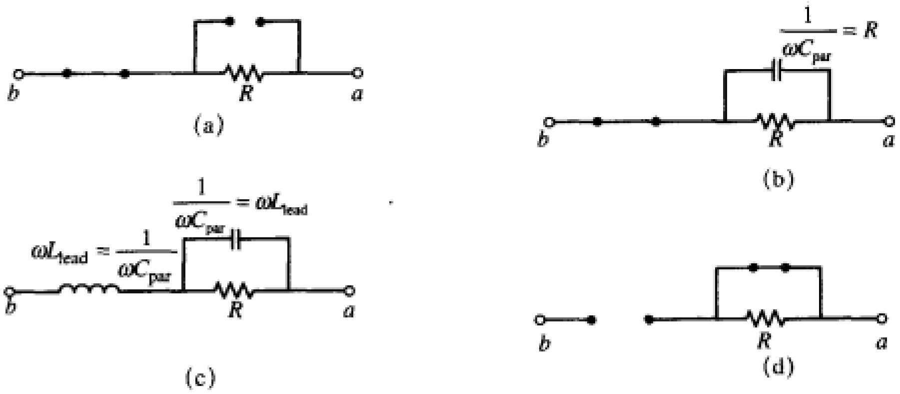
换句话说，一个电感（一个理想的电感）直流时为短路，而一个电容直流时为开路。这可以通过用短路代替电感和用开路代替电容直接从电路中检验出来。一旦做到这一点，便可发现直流时模型的性能与一个理想电阻相同。当增加频率时，容抗随之减小并趋向于使模型的电阻发生短路。这在容抗与电阻相等时的频率，或$\omega_1=1/RC_{\text{par}}$时发生。这样净阻抗以－20dB/10倍频的速率减小，而且相位角在高于这个频率时接近－90°。在模型电感和电容的谐振点，$\omega_0=1/\sqrt{L_{\text{lead}}C_{\text{par}}}$，模型的阻抗为最小值。（实际上，这个最小值出现的频率微高于这个谐振频率，当它越接近这个频率时R值就越小。）

高于这个谐振频率时，电感的感抗是主要的，并且感抗的幅度以20dB/10倍频的速率增长而相位角接近+90°。最后，由于频率接近于无限大，电感相当于开路而电容相当于短路，这样模型的净阻抗接近于开路阻抗（主要归因于电感）：

$$\hat{Z}_L = \infty|_{f=\infty} \tag{5.15a}$$

$$\hat{Z}_C = 0|_{f=\infty} \tag{5.15b}$$

由于高频时电感占支配地位，所以相位角接近90°。通过已经推出的传输函数可以证实所有这些特性。尽管如此，最好进行一些简单的检验。此外，理解上述的简单原理，连同对元件的物理结构的理解有助于建立可以表示非理想特性的模型。图5-11为对不同频率范围内的模型的研究。读者应该学习这种方法，因为它将用于许多情况下对元件和装置的研究和建模。



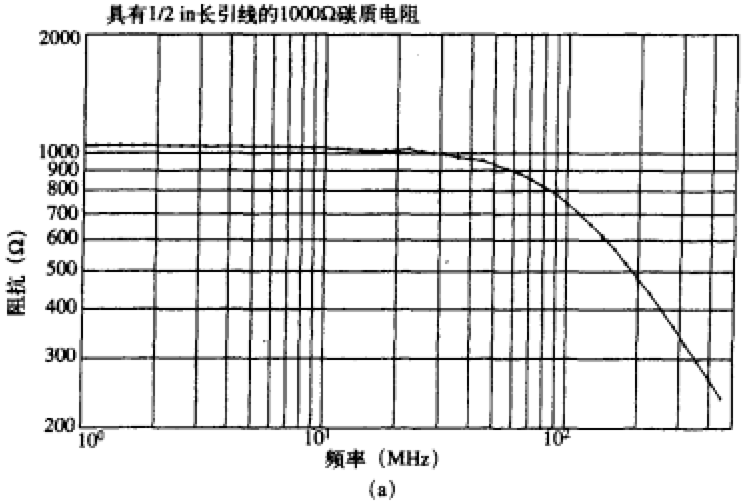
(a) 直流；(b) $f_1 = 1/2\pi RC_{par}$；(c) $f_0 = 1/2\pi\sqrt{L_{lead}C_{par}}$；(d) $f\to\infty$

图5-11 不同频率下电阻的简化等效电路

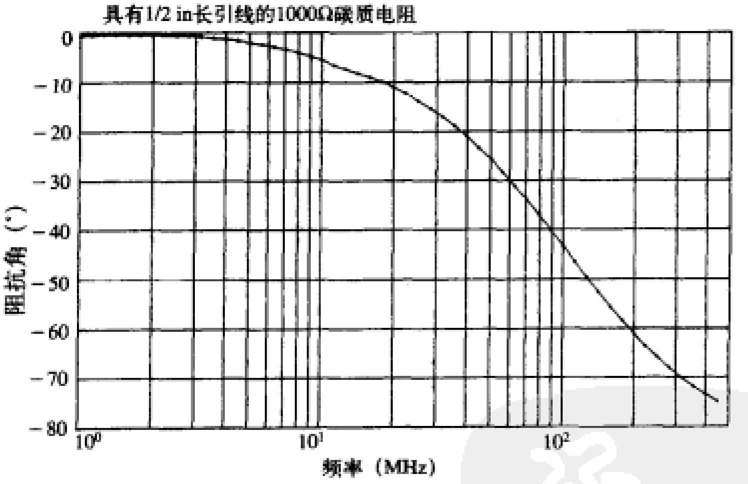
这里将频繁地描述和研究实验获得的数据。这样做的目的有两个。首先，建立一个适用于所有频率的模型是不可能的，为了简化模型将需要接受一些近似条件。一个在非常宽的频段内用于预测元件特性的模型通常都可以构造出来。然而，模型必然很复杂，因而只能了解器件很少一部分的性能。实验数据将显示简化模型的精确度。其次，获得一些数值结果典型范围的评估是很重要的。检验由实际器件获得的实验数据将用于这个目的。如图5-12所示为这种数据的一个例子，在1MHz~500MHz的频段内测量1kΩ、1/8W碳纤维复合电阻的阻值，其引线长度为0.5in，引线间隔为0.25in。比较图5-4与图5-10c，发现在大约120MHz处出现第一个断点 f_1，但模型的谐振频率f_0稍稍高于最高的测量频率500MHz。然而，如果选择$R = 1.05\text{k}\Omega$、$C_{par} = 1.2\text{pF}$和$L_{lead} = 14\text{nH}$，图5-10b中的模型可给出对电阻的恰当描述。 322

例5.2 给出如图5-12所示的1000Ω输入阻抗频率响应的SPICE（PSPICE）仿真程序[见参考文献[4，5]和附录D关于SPICE（PSPICE）的讨论。]

解：SPICE（PSPICE）仿真电路如图5-13所示。由于这里想要给出频率响应，所以使用.AC函数。输入阻抗为输入电压与输入电流之比，因此，应用$1\angle 0°$A 电流源和输入电压曲线：



(a)



(b)

(a) 幅度；(b) 相角

图5-12　具有1/2 in长引线的1000Ω碳质电阻的阻抗测量值

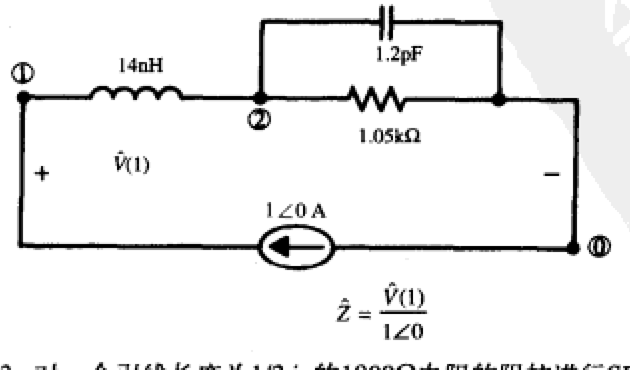


图5-13　对一个引线长度为1/2 in的1000Ω电阻的阻抗进行SPICE仿真

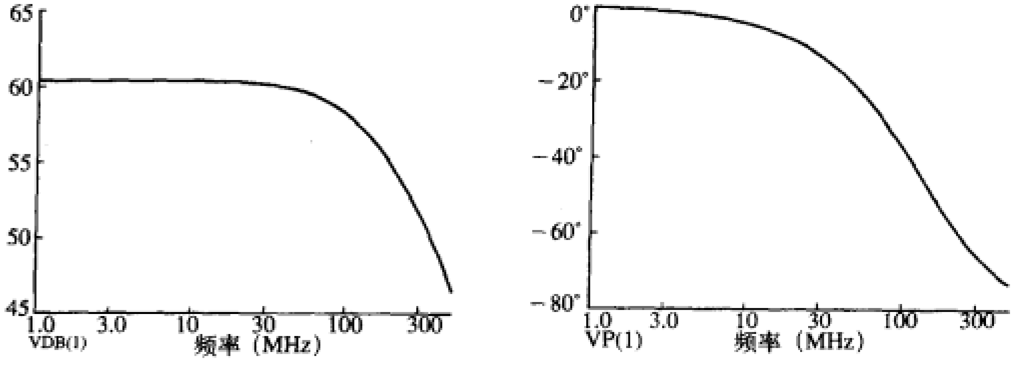
$$\hat{Z}_{in} = \frac{\hat{V}(1)}{1\angle 0^\circ} = \hat{V}(1)$$

323

SPICE程序为：

```
SIMULATION OF 1K OHM CARBON RESISTOR
IS 0 1 AC 1
L 1 2 14NH
C 2 0 1.2PF
R 2 0 1.05K
.AC DEC 50 1MEG 500MEG
.PROBE
END
```

如图5-14所示为幅度曲线，VDB（1）和相位VP（1），与图5-12吻合得相当好。



(a) (b)

(a) 幅度；(b) 相角

图5-14 引线长度为1/2 in的1000Ω电阻的SPICE预测结果

5.5 电容

一个电容的理想特性如图5-15所示。阻抗为 $\hat{Z}(p) = 1/pC$，或者通过代入 $p = j\omega$ 得到

$$\hat{Z}(j\omega) = \frac{1}{j\omega C} = -j\frac{1}{\omega C} = \frac{1}{\omega C}\angle -90^\circ \tag{5.16}$$

324 ~ 325

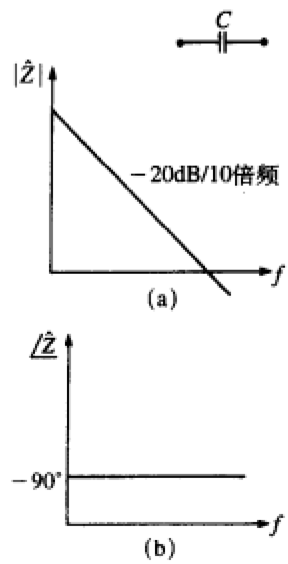
阻抗的幅度随着频率线性减少，或者斜率为−20dB/10倍频，而且相位角恒定为−90°。

电容有许多种类型。为了达到EMC抑制的目的，典型的电容类型有陶瓷电容和钽电解电容。利用钽电解电容可以在小型封装获得很大的电容值（1μF~1000μF）。陶瓷电容给出的电容值（1μF~5pF）要比钽电解电容的小，但是它们在很高的频率上都能保持理想的特性。因此，典型地使用陶瓷电容来抑制辐射发射频段内的发射，而钽电解电容由于其具有的大电容值而用于传导发射频带内的发射抑制，也用于印制电路板上的大容量电荷存储，正如后面将看到的。参考文献[6]中给出了关于电容类型更完整的讨论。

326

两种类型的电容都具有相似的等效电路，但是模型中的元件实质上是不同的。这说明了电容在不同频率波段中的不同特性。两种类型的电容都可以看作是由电介质隔开的

一对平行板，如图5-16所示。电介质中的损耗（极化和电阻性损耗）表示为一个并联电阻R_{diel}（见参考文献[1]）。通常这个值很大，正如人们所期望的那样。平行板的电阻表示为R_{plate}。对于小型陶瓷电容，该电阻相对于其他元件足够小以至于可以忽略。此外，电容上的引线具有一定的电感及电容，分别表示为L_{lead}和C_{lead}。再者，寄生元件的值取决于两条引线的结构。如果引线按照通常的习惯其形状为U型或者与电容本身的夹角为90°，那么这些引线就如前面计算的那样。通常，R_{diel}非常大以至于无法忽略。类似地，C_{lead}通常比理想电容C要小得多，因此可以忽略。这样，电容的等效电路由C和R_{plate}的串联构成。电阻R_{plate}称为等效串联电阻或ESR，表示为R_s，因此模型由C、L_{lead}和R_s构成，如图5-17所示。ESR对于钽电解电容来讲通常为几个欧姆，并且随频率而变化。对于陶瓷电容，在规定限值的频段内串联电阻通常可以忽略。该模型的阻抗为



（a）幅度；（b）相角

图5-15 理想电容容抗的频率响应

327

$$\hat{Z}(p) = L_{lead}\frac{p^2 + R_s p/L_{lead} + 1/L_{lead}C}{p} \tag{5.17}$$

代入$p = j\omega$得到

328

$$\hat{Z}(j\omega) = L_{lead}\frac{1/L_{lead}C - \omega^2 + j\omega R_s/L_{lead}}{j\omega} \tag{5.18}$$

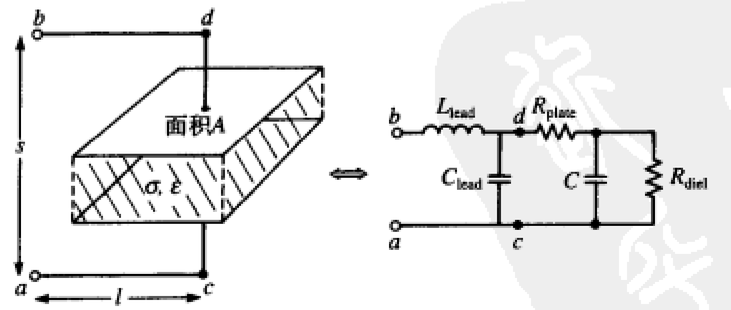
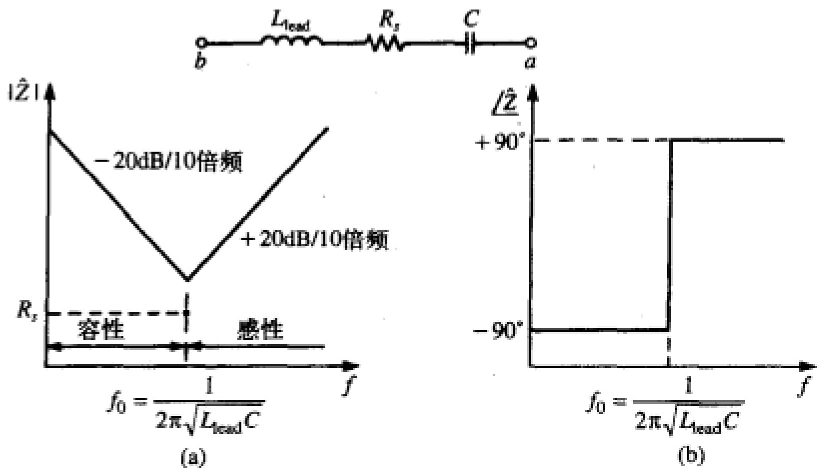


图5-16 实际电容的等效电路模型

该阻抗的伯德曲线如图5-17所示。直流时电路表现为开路（用短路代替电感并用开路代替电容）。随着频率升高，电容的阻抗是主要的，以−20dB/10倍频的速率随频率线性减小。电感的阻抗一直增加，直到$f_0 = 1/2\pi\sqrt{L_{lead}C}$时它与电容的阻抗相等。在该频率串联电路表现为短路（尽管阻抗的幅度相同，符号相反），支路的净阻抗为R_s。频率f_0称为*电容的自谐振频率*。更高频率时感抗是主要的，并且随频率的升高以+20dB/10倍频的速率增加，此时相位角接近于+90°。如果依靠这个元件来提供一个低阻抗以旁路噪声电流，那么抑制的电流频率必须低于电容的*自谐振频率*f_0，否则基于电容的理想特

性，该阻抗比预期的要大。



（a）幅度；（b）相角

图5-17 包含引线长度影响的电容的简化等效电路及其阻抗的伯德曲线

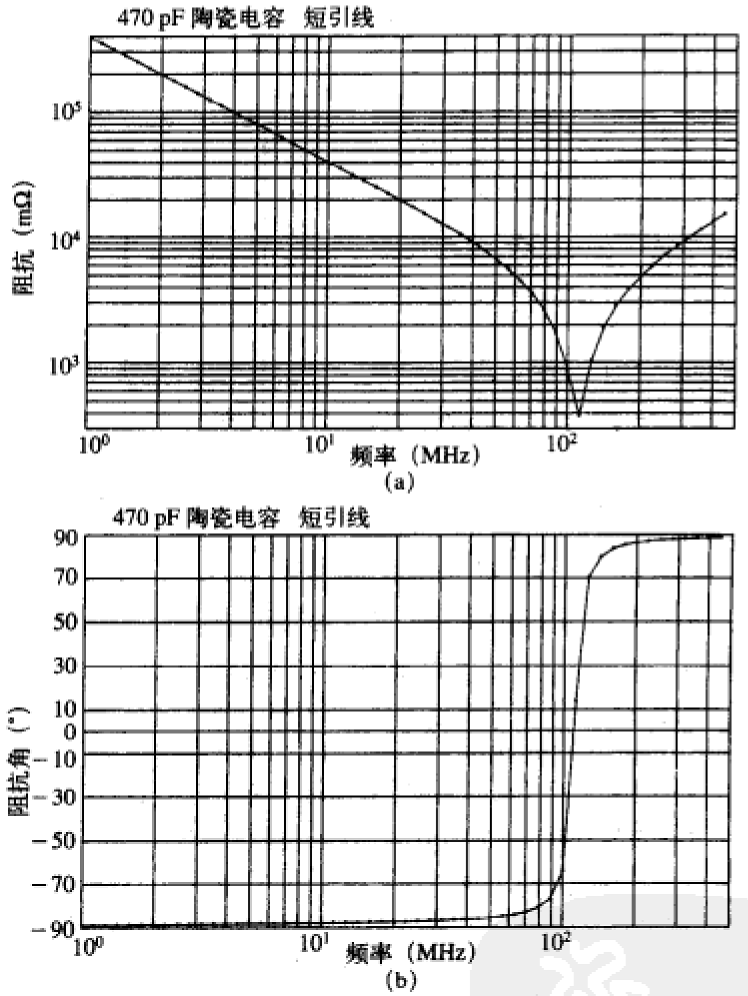
举例来说，设想一个电容的引线其形状为U型，间隔为0.25in，而长度为0.5in。前面计算得到由这些引线形成的回路的电感为$L_{lead}\cong 14nH$。因此，一个470pF的电容的谐振频率为62MHz，而一个0.1μF的电容的谐振频率为4.25MHz。这指出了一个重要的事实，就是对于固定的引线长度和间隔，电容越大，自谐振频率就越小（通过电容比的平方根）。如图5-18和图5-19所示为从1MHz到500MHz一个470pF的陶瓷电容的阻抗测量值。两根引线的长度为：基本上可忽略引线长度（图5-18）和1/2 in（图5-19）。注意，对于1/2 in引线长度电容的自谐振频率为62MHz，正如前面计算的那样。因此如果提供一个低阻抗对200MHz的信号进行旁路，那么引线为任一长度的470pF的电容给出的阻抗将比预期的要大。对一个0.15μF的钽电解电容进行测量，图5-20和图5-21分别给出了从1MHz到500MHz对于可忽略引线长度和1/2 in引线长度时的钽电解电容的测量结果。注意，钽电解电容的频率响应不如陶瓷电容的那么理想，这是由于钽电解电容的ESR更为显著。

复习题5.4 直接利用图5-21a中阻抗幅度的计算值求带有1/2in长引线的0.15μF钽电容的引线电感。

答案：100MHz时的阻抗为10Ω，电感为15.9nH。

329

噪声抑制中经常发生的一个错误是电容的选择和有效使用[7]。电容通常都被选择作为抑制元件，因为在产品完成之后它们是很容易安装的——将它们简单地焊接在连接器两端或PCB上，以提供一个低阻抗通路转移噪声电流。假设预期它能降低100MHz时的辐射发射。也可假设人们发现一根特定的辅助电缆上的噪声电流是主要的辐射点，那么在产品外围电缆的信号线和回路线之间放置一个电容，以转移高频噪声电流防止它出现在辅助电缆上，辅助电缆的有效辐射将相当大。一般可以选择一个100pF的瓷介电容。如果重新测量产品的辐射发射的话就会发现辐射发射减小了，但这个减小对于产品而言并不能足以符合该频率下的规定限值。为了进一步降低发射，有人可能会增加电容的值到比方说10 000pF（0.01μF）。当这个电容被替换后就会发现辐射发射不但没有减少



(a) 幅度，(b) 相角

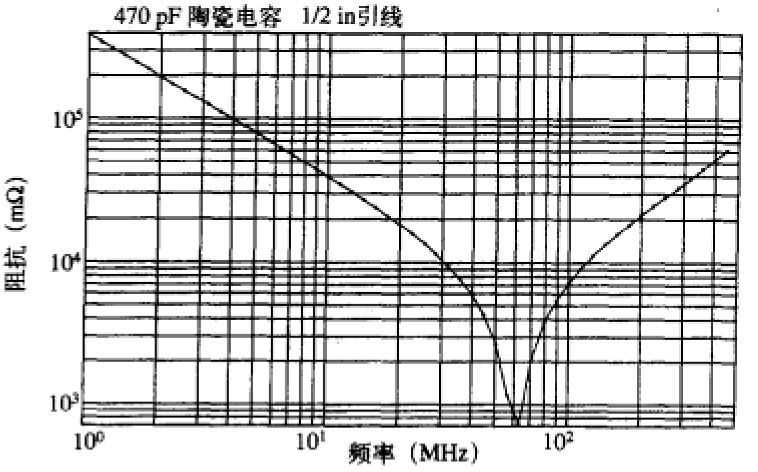
图5-18 引线很短的一个470pF陶瓷电容的阻抗测量值

（预期减少40dB）反而增大了。电容值大的电容的自谐振频率比电容值小的要小，这不是因为L_{lead}的任何变化而只是因为C值变大了。由于10 000pF电容的自谐振频率要低于我们所关注的频率（100MHz），电容表现为感性，其阻抗比预期的要大。引线长度均为0.5in的100pF和10 000pF瓷介电容的测量数据表明100MHz时100pF电容的容抗为8Ω，而10 000pF电容在此频率上的容抗为12Ω。

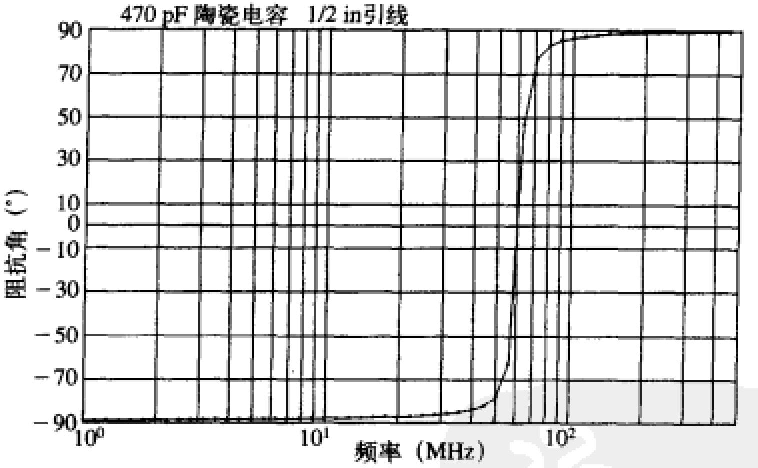
复习题5.5 求带有0.5in长的20#规格引线的10 000pF瓷介电容在50MHz时的阻抗，间隔为0.25in。

答案：$4.08\angle 90^\circ$ Ω。

另一点需要注意的是有用信号上附加的抑制元件的影响。在电缆的信号线和回路线之间放置一个电容，这是为了转移电缆上的高频信号成分，该高频成分根据由于与电缆阻抗相并联的电容的谐振可能导致振铃现象。电阻通常都与电缆相串联以阻塞高频信号。这常常是通过在PCB中板外电缆连接器进出PCB的位置插入一个“RC部件封装”来实



(a)



(b)

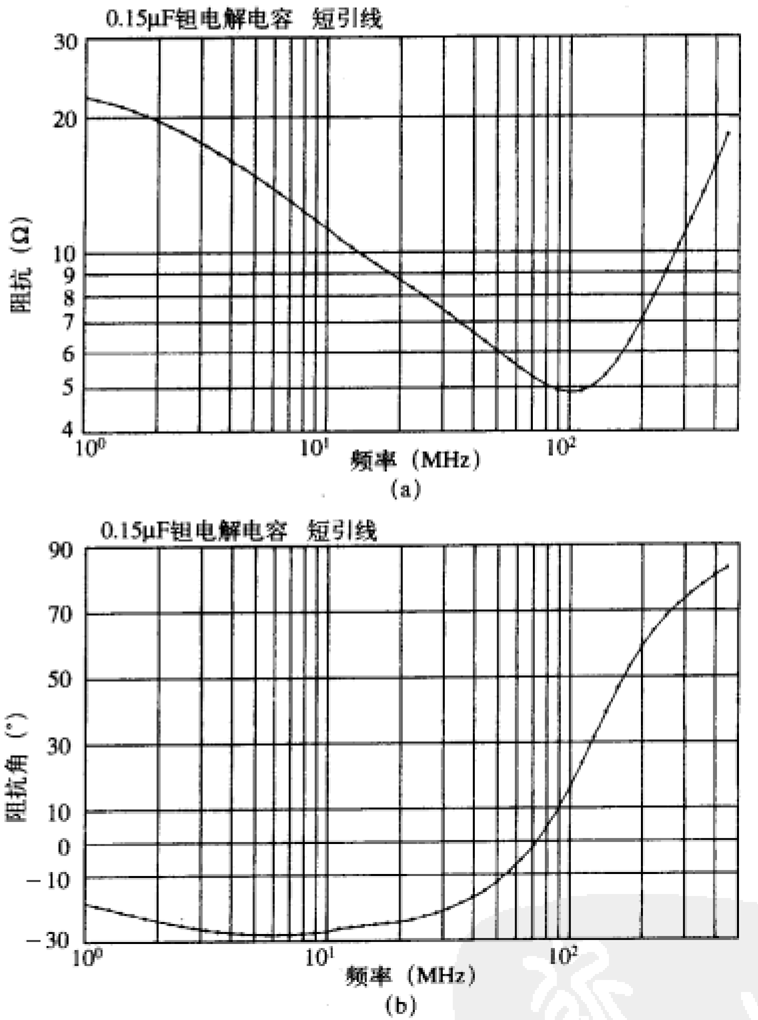
(a) 幅度；(b) 相角

图5-19 引线长度为1/2 in的一个470pF陶瓷电容的阻抗测量值

现。RC封装提供了一个低通滤波器。在上述过程中，R和C的值要慎重选择。假设该电路的输入是一个梯形脉冲群，该梯形脉冲代表了典型的数字信号，比如通过辅助电缆传输进入插入RC电路的数字数据。现在将忽略辅助电缆的影响。这样形成的RC电路其传输函数直到拐点频率$1/2\pi RC$都是平滑的，而超过该频率后以－20dB/10倍频的速率减小，这样就构成了一个低通滤波器。如果拐点频率与由于较大的R、C值而通过电缆传输的信号频谱相比为足够小，那么信号波形反而会受到影响，造成功能性问题。另一方面，如果这些值很小，那么电缆上几乎没有对高频噪声的滤波（见第3章的图3-27）。这表明了重要的两点：(1) 必须小心，不能让抑制方案影响到有用信号，否则是否通过规定限值将有所争议；(2) 如果附加的抑制方案无法导致足够的发射降低，那么不必感到迷惑不解，因为这是有原因的。

330 ~ 334

理解如图5-22所示的观念也是很重要的。假设一个电容与电缆或PCB上的一对连接



（a）幅度；（b）相角

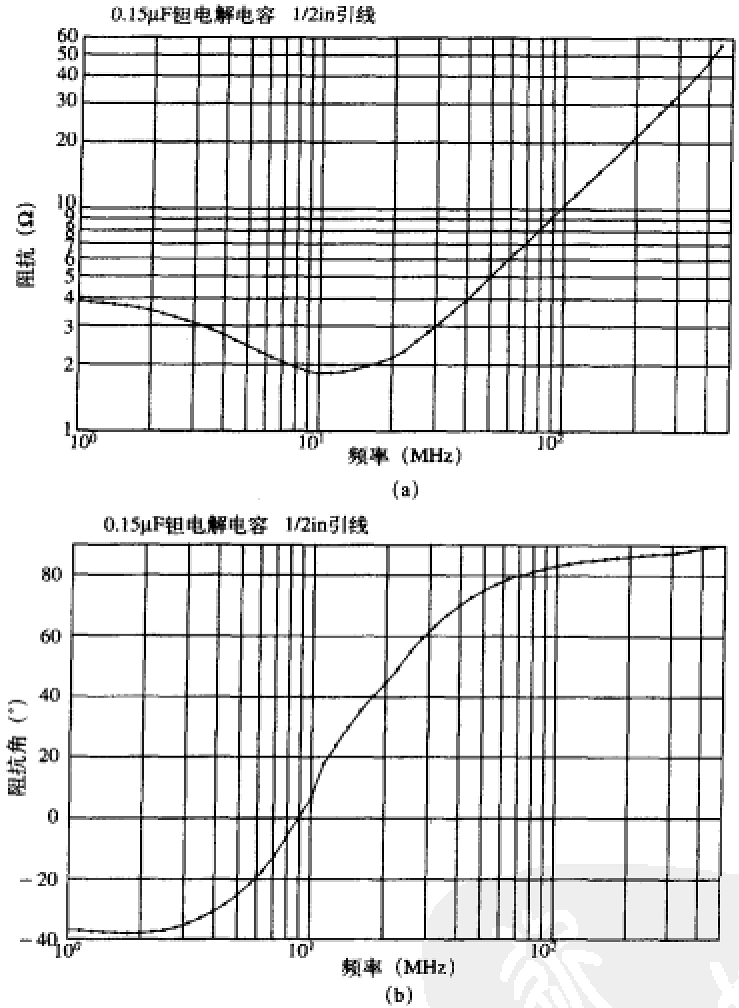
图5-20　引线很短的一个0.15μF钽电解电容的阻抗测量值

盘并联放置以转移噪声电流$\hat{I}_{NOISE}$。电容的容抗表示为$\hat{Z}_{CAP}$，从导线对看进去希望转移噪声电流的阻抗设计为$\hat{Z}_{LOAD}$。通过电流分配，参考文献[4，5]给出了通过电容转移出去的噪声电流部分：

$$\hat{I}_C = \frac{\hat{Z}_{LOAD}}{\hat{Z}_{CAP}+\hat{Z}_{LOAD}}\hat{I}_{NOISE} \tag{5.19}$$

如果$\hat{Z}_{LOAD}$大于$\hat{Z}_{CAP}$，那么电容将有效地防止$\hat{I}_{NOISE}$进入电缆。另一方面，如果$\hat{Z}_{LOAD}$小于$\hat{Z}_{CAP}$，那么电容就无法有效地转移噪声电流。这就是为什么在低阻抗电路中采用并联电容一般不起作用的原因。在高阻抗负载电路中它们是最有效的。无论何时，只要使用了并联抑制元件，就应该在要求的频率上计算或预测元件以及并联路径的阻抗级别。如果$\hat{Z}_{LOAD} << \hat{Z}_{CAP}$，那么抑制元件将不起作用。因此对于噪声电流的转移，并联电容

最好工作在高阻抗电路中。



（a）幅度；（b）相角

图5-21　引线长度为1/2 in的一个0.15μF钽电解电容的阻抗测量值

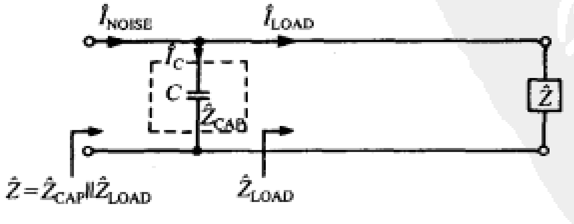


图5-22　利用并联元件转移电流需要考虑的重要方面：电流分配和负载阻抗

复习题5.6　如图5-22所示，一个电容与一个1000Ω的电阻性负载相连，求在100MHz时能通过电容分流90%电流的电容值。（利用分流原理）

答案：3.3pF。

5.6 电感

理想电感的阻抗与频率的关系如图5-23所示，可表示为：

$$\hat{Z}_L = j\omega L = \omega L \angle 90^\circ \tag{5.20}$$

336 幅度以+20dB/10倍频的速率随着频率线形增长，而相角在所有频率上均为+90°。

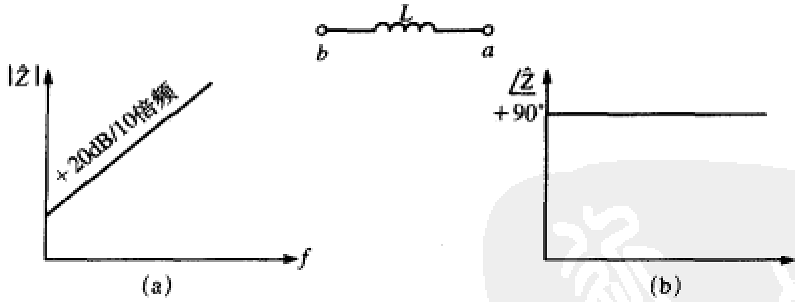
将线圈绕成圆柱形的基本技术有很多变化。专用制造技术将决定图5-24所示的非理想电感模型中寄生元件的值。将线圈绕成圆柱形的过程引入了导线电阻和相邻线圈之间的电容。这在非理想模型中产生了寄生电容元件R_{par}和C_{par}。一些制造技术将线圈绕成层状以缩短电感本身的长度，但是这增加了层与层之间的电容，大大增加了C_{par}。非理想电感就与所有其他元件一样，也应该包含了连接引线的电感L_{lead}。然而由于有源元件是一个电感，并且它的值通常都大于导线的电感，因此在这个非理想模型中，通常可以忽略L_{lead}。类似地，引线电容C_{lead}通常小于寄生电容C_{par}，这样就可以忽略引线电容。因此，这个模型由R_{par}和L的串联组合与C_{par}并联构成。这个模型的阻抗变为：

$$\hat{Z}_L(p) = R_{par}\frac{1+pL/R_{par}}{p^2LC_{par}+pR_{par}C_{par}+1} \tag{5.21}$$

代入$p=j\omega$，得

337

$$\hat{Z}_L(j\omega) = R_{par}\frac{1+j\omega L/R_{par}}{1-\omega^2LC_{par}+j\omega R_{par}C_{par}} \tag{5.22}$$

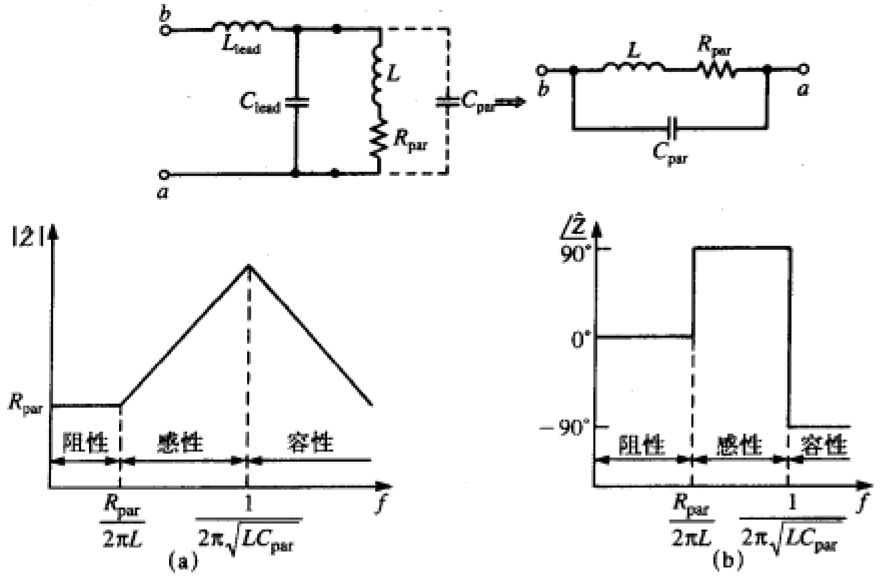


(a) 幅度；(b) 相位

图5-23 理想电感的频率响应

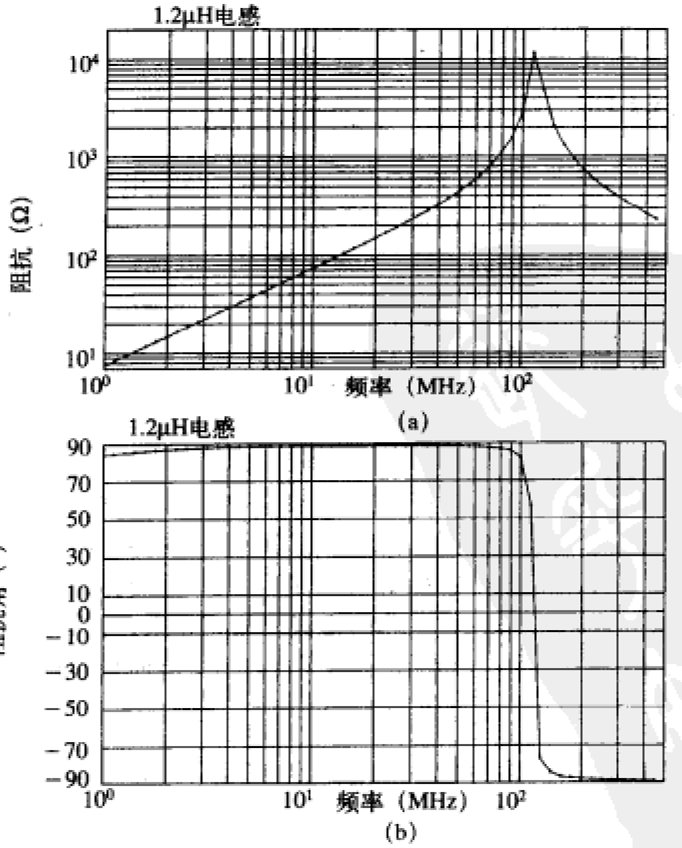
低频时电阻是主要的，电阻为R_{par}。随着频率的升高，模型的电感在频率为$\omega=R_{par}/L$时开始起主要作用，并且当相位为+90°时阻抗以20dB/10倍频的速率增大。随着频率进一步增长，寄生电容的阻抗减小直到它的绝对值与感抗的绝对值相等。这在电感的自谐振频率$f_0=1/2\pi\sqrt{LC_{par}}$上出现。图5-24也给出了该模型的伯德曲线。

一个1.2μH的电感从1MHz到500MHz的阻抗测量值如图5-25所示，该电感的自谐振频率约为110MHz。这就给出了C_{par}的值为1.7pF。一个10μH电感的阻抗测量值给出了寄生电容的值为1.6pF和自谐振频率约为40MHz。这个结果是合理的，因为如果引线长度和寄生电容相同，那么应该通过电感值的平方根来降低谐振频率。再次，要记住增加电感的值并不一定会降低高频时的阻抗，因为较大的感抗可用来减小自谐振频率，即使引线长度保持一致。



(a) 幅度；(b) 相角

图5-24 一个电感的简单等效电路，包括电感、电容和伯德曲线中显示的阻抗



(a) 幅度；(b) 相角

图5-25 引线长度非常短的一个1.2μH电感的阻抗测量值

复习题5.7　直接从图5-25a中的测量数据求电感值。

答案：4MHz时阻抗近似为30Ω，电感为1.2μH

电容用来旁路噪声电流，而电感与导线或连接盘串联去阻塞噪声电流。如果在噪声电流频率下电感的阻抗大于向导线或连接盘看进去的原有串联阻抗$\hat{Z}_{LOAD}$，那么这将是有效的，如图5-26所示。选择使用一个并联电容去旁路噪声电流还是使用一个串联电感去阻塞噪声电流主要取决于与之串联或并联的阻抗。如果$\hat{Z}_{LOAD}$很大，那么为了增加电路的净电感和阻塞噪声电流将需要相当大的电感值。这就是为什么串联电感在低阻抗电路中最有效的原因。相反地，为了旁路噪声电流，并联电容的阻抗必须要远小于$\hat{Z}_{LOAD}$，这样并联电容在高阻抗电路中才最有效。

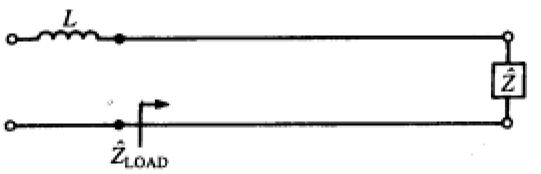


图5-26　利用串联元件阻塞电流的重要考虑事项：负载的阻抗

如同使用并联抑制电容一样，必须关注抑制元件对有用信号的影响。加入串联电感可以导致振铃现象，会影响系统的预期性能。然而，在不运载高速信号并且偶尔工作的线路中，比如数字器件的复位线和电源线中的绿线，它们相当有效。

338

5.7　铁磁性材料——饱和与频率响应

为了抑制噪声，铁磁性材料在EMC中广泛应用。当应用于EMC时，所有铁磁性材料都有3个重要特性要认识：(1) 饱和；(2) 频率响应；(3) 集中磁通的能力。考虑如图5-27a所示的螺线管电感。为了增加电感的感抗，电感磁性绕在铁磁芯上。从铁到粉末状的铁氧体材料有很多种类型的铁磁性材料。所有类型的铁材料都具有很大的相对磁导率μ_r，而磁导率为$\mu=\mu_r\mu_0$。举个例子，钢（SAE 1045）的相对磁导率为$\mu_r=1000$，而合金的为$\mu_r=30\ 000$。非铁磁金属比如铜和铝，具有自由空间的相对磁导率，$\mu_r=1$。对于这些材料引用的相对磁导率的值是在低电流及在低频（典型地为1kHz或更低）时测量所得的。铁磁性材料具有饱和特性，如图5-27a所示。设想一个绕有N匝导线的铁磁性线圈。该环形线圈（假设所有磁通量都限制在磁芯之中）的电感近似为$L=\mu_r\mu_0N^2A/l$，其中A为磁芯横截面的面积，l为磁芯的平均路径长度[1]。假设电流I流过这个线圈，该电流产生了一个*磁场强度H*，H与线圈匝数和电流的乘积NI成正比。这样，磁芯中产生了一个*磁通密度B*，B和该磁芯的横截面面积相乘，得到磁通量$\psi=BA$，其单位为韦伯。H和B的关系如图5-27a所示。磁导率是这个B-H曲线的斜率：

339～340

$$\mu=\frac{\Delta B}{\Delta H} \tag{5.23}$$

当电流I的值较小时，B-H曲线的斜率很大，和磁导率一样。随着电流的增大，工作点沿曲线移动且斜率减小。因此随着电流的增大，磁导率减小了。这是由于电感是磁芯磁导率的直接函数。随着电流的增加，铁磁芯的磁导率减小的现象称为饱和。

铁氧体材料对磁场具有相当大的影响。磁场趋向于集中在高磁导材料中。举个例子，

在图5-27a所示的铁磁芯电感中，指出磁通量ψ局限于铁磁芯中。这是一种合理的近似。部分磁通量泄露出去并且通过周围的空间形成了完整的磁通回路。总通量中有多少保留在磁芯中，有多少泄露出去取决于磁芯的磁阻[15]。磁阻$\mathscr{R}$取决于磁通回路的磁导率μ、它的横截面面积和它的长度l[1]：

341

$$\mathscr{R}=\frac{l}{\mu A} \tag{5.24}$$

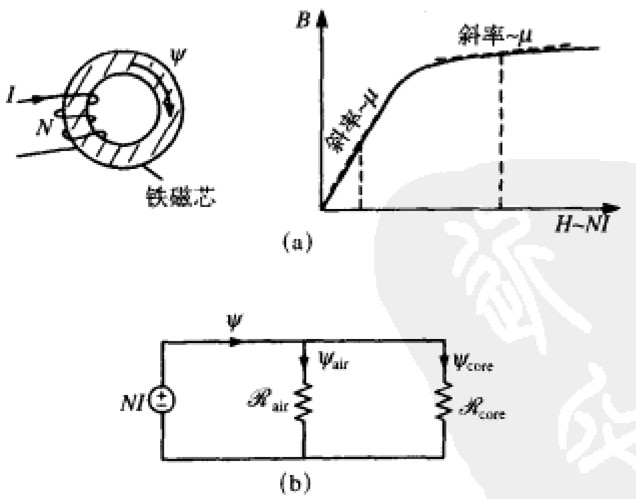
对于普通的集总参数电路的一个重要模拟可以用来分析磁路。它包括模拟磁通势（mmf）的电压，由安培匝数NI和相对于磁通量ψ的电流给出：

$$R=\frac{NI}{\psi} \tag{5.25}$$

图5-27a中环形感应线圈的等效电路如图5-27b所示。通过电流分配，保留在磁芯中的总通量ψ的一部分为：

$$\psi_{\text{core}}=\frac{\mathscr{R}_{\text{air}}}{\mathscr{R}_{\text{air}}+\mathscr{R}_{\text{core}}}\psi \tag{5.26}$$

对于高磁导性磁芯，$R_{\text{core}} << \mathscr{R}_{\text{air}}$，这样大部分磁通量被限制在磁芯之中。磁路上的磁阻与磁路中的磁通量成正比，保留在磁芯中的那部分通量与两条磁路的相对磁导率之比成正比。磁芯由铁磁性材料构成，比如钢，它的相对磁导率为$\mu_r=1000$，它的漏磁通就很小。在很多情况下，都将通过降低磁通回路的磁阻来将磁通量集中在该磁路上。



（a）铁磁芯电感的磁通密度和磁场强度之间的非线性关系；

（b）铁磁芯电感与磁芯有关的等效电路和空气（漏）磁通

图5-27 举例说明铁磁材料的饱和、频率响应以及集中磁通的能力

342

为了将磁通集中在磁芯中，应选择具有高初始磁导率的铁氧体材料。铁氧体材料的磁导率具有不同的频率响应。在1kHz和低电流时具有2000初始相对磁导率的磁芯在规定限值的频率范围内的相对磁导率可降低至100。这是它应起作用的频率范围。图5-28举例说明了这一点，铁氧体芯的生产商利用他们自己的混合材料制造复合铁氧体材料，

但铁氧体一般主要就是锰锌（MnZn）或镍锌（NiZn）。锰锌铁氧体具有很高的初始导磁率，但它们的导磁率随频率升高而减小的速度高于镍锌铁氧体。因此，虽然具有高初始导磁率的铁氧体芯看上去好像比具有低初始导磁率的铁氧体芯更有吸引力，但应记住，在辐射发射的频率范围内（30MHz~40GHz）两者中具有较低初始导磁率的铁氧体芯更好，因此，应优先用于抑制该频率范围内电流的谱分量。出于这些考虑，一般的EMC实验室都有专门的铁氧体环用于传导发射抑制和辐射发射抑制。

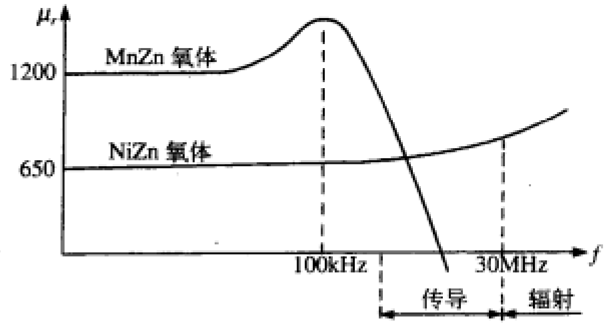
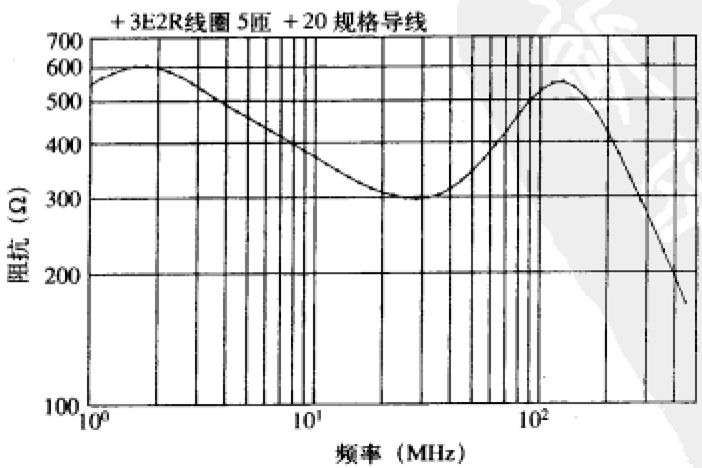


图5-28　MnZn和NiZn氧体相对磁导率的频率响应

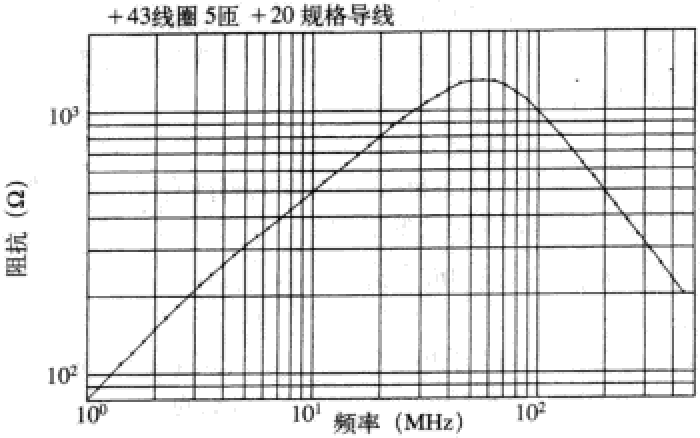
为了举例说明这种频率依赖性，这里给出了由5匝28#规格导线绕成的两个环形线圈的感抗的频率响应，如图5-29所示。如图5-29a所示的典型的MnZn芯的阻抗。而如图5-29b所示为典型的NiZn芯的阻抗。注意，MnZn芯在1MHz时的阻抗为500Ω，而NiZn芯在1MHz时的阻抗为80Ω。但是，在60MHz频率上，MnZn芯的阻抗为380Ω，而NiZn芯的阻抗为1200Ω。这举例说明了不同类型的磁芯的使用取决于应用的频率（抑制传导发射或辐射发射）。除非仔细分类并把它们涂上不同的颜色，不然的话，正确的选择很困难。

如图5-30所示为各种不同结构的铁氧体芯的照片，它们可以夹在圆形电缆上，如视频电缆或带状扁平电缆上。



(a)

图5-29　由5匝28#规格导线绕在不同磁芯上构成的电感的阻抗测量值



(b)

(a) MnZn芯；(b) NiZn芯

图5-29 （续）

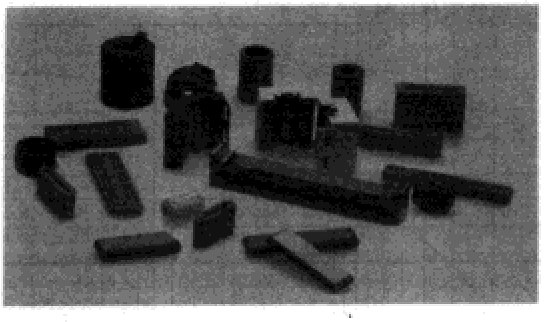


图5-30 具有各种不同应用的不同结构铁氧体的照片（经G-MAG公司授权）

5.8 铁氧体磁珠

铁氧体材料基本上都是不导电的陶瓷材料，与其他铁磁性材料（比如铁）不同，因此它们在高达几百兆赫兹频率时的涡流损耗很低。所以它们可用于提供从EMC观点来看希望抑制的高频信号的选择性衰减，同时不影响有用信号更重要的低频成分。这些材料的形状多种多样。最普遍的形状就是如图5-31所示的磁珠。铁氧体材料围绕导线形成，这样铁氧体磁珠就类似于一个普通电阻（一个没有条纹的黑色电阻）。它可以串联地插入导线或连接盘中，提供一个高频阻抗。 343

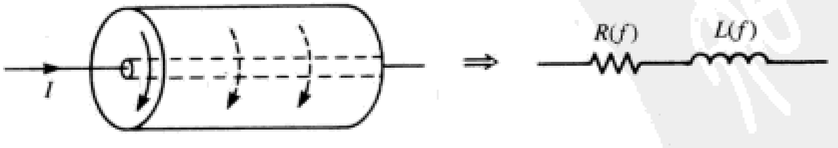


图5-31 铁氧体磁珠

沿导线流动的电流在环方向上产生了磁通，如同前面观察到的那样。这个磁通通过

铁氧体磁珠，产生了内电感，其方式与5.1.1节中研究的导线是相同的。因此，电感与该磁珠的磁导率成正比：$L_{bead}=\mu_0\mu_r K$，其中K为取决于磁珠尺寸的某一常数。磁珠材料的特征在于它的复相对磁导率：

$$\mu_r=\mu_r'(f)-j\mu_r''(f) \tag{5.27}$$

实部 μ_r' 与磁珠中存贮的磁能有关，而虚部 μ_r'' 与磁珠的损耗有关。两个都可以作为频率的函数给出。将该公式代入计算磁珠感抗的通用公式，得

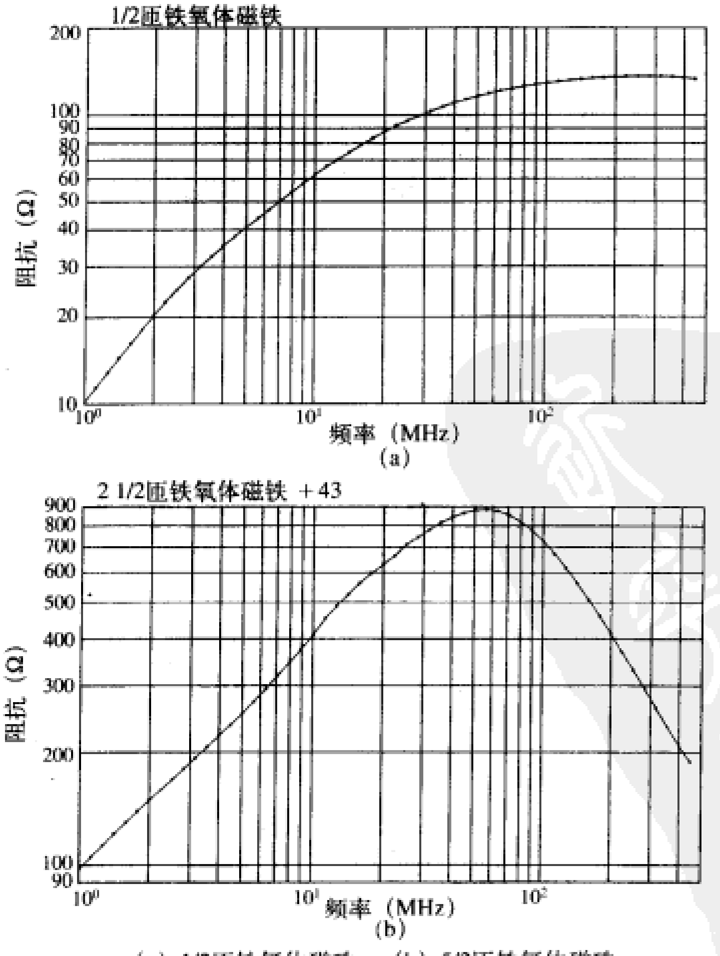
344 ~ 345

$$j\omega L_{bead}=j\omega\mu_0\mu_r K=j\omega\mu_0(\mu_r'-j\mu_r'')K=\underbrace{\omega\mu_r''(f)\mu_0 K}_{R(f)}+\underbrace{j\omega\mu_r'(f)\mu_0 K}_{L(f)} \tag{5.28}$$

从这个结果看到等效电路由一个取决于频率的电阻和一个取决于频率的电感构成。典型的铁氧体磁珠在大约100MHz以上预期可以给出约为100Ω的阻抗。如图5-32所示的多孔铁氧体磁珠可用来增加这个高频阻抗。图5-33给出了从1到500MHz一个1/2匝（环绕一根导线的磁珠）铁氧体磁珠和一个5/2匝铁氧体磁珠的阻抗测量值。



图5-32 多孔铁氧体磁珠



（a）1/2匝铁氧体磁珠；（b）5/2匝铁氧体磁珠

图5-33 铁氧体磁珠的阻抗测量值

由于铁氧体磁珠的阻抗在它们有效的频段内限于几百欧姆，所以，典型地它们用在低阻抗电路中，比如电源。它们也用来构成有耗滤波器。例如，将一个铁氧体磁珠与一条导线串联并将一个电容器连在两条导线之间，这将构成一个两极低通滤波器。一个串联铁氧体磁珠也可以用来在快速上升时间电路中抑制振铃效应。铁氧体还有其他的形式。近来是用于双列直插式（DIP）封装的铁氧体片中。铁氧体片沿着它的边缘钻孔，与DIP封装的管脚间距相对应。DIP的管脚插入这些孔中，并且将该组合插入某一载体或者直接焊接到PCB上。参考文献[8]中描述了用此抑制高频振荡的一个例子。

当用于通过高电平的低频电流的电路时，铁氧体磁珠与容易产生饱和的其他铁氧体没有什么不同。与60Hz的电源线串联的一个铁氧体磁珠可能由于这种高电平（1A~10A）电流而饱和。

5.9 共模扼流圈

现在开始讨论影响产品辐射发射的最重要的课题之一，*共模电流和差模电流*。考虑载有电流$\hat{I}_1$和$\hat{I}_2$的一对平行导线，如图5-34所示。可以将这两电流分解为两辅助电流，分别称为*差模电流*$\hat{I}_D$和*共模电流*$\hat{I}_C$：

346

$$\hat{I}_1 = \hat{I}_C + \hat{I}_D \tag{5.29a}$$

$$\hat{I}_2 = \hat{I}_C - \hat{I}_D \tag{5.29b}$$

求解这两个公式，得

$$\hat{I}_D = 1/2(\hat{I}_1 - \hat{I}_2) \tag{5.30a}$$

$$\hat{I}_C = 1/2(\hat{I}_1 + \hat{I}_2) \tag{5.30b}$$

两条导线上的差模电流$\hat{I}_D$大小相等，方向相反。这些是所希望的有用电流。共模电流$\hat{I}_C$大小相等，方向相同。这些电流并不一定存在，但是将出现在实际系统中。标准集总参数电路理论并没有预测这些共模电流。它们常常被称为*位移电流*。

现在来研究每种电流对这对导体的辐射发射的意义，这对导体可能是导线或PCB上的连接盘。第8章将对此进行更详细的研究。现在对此给出一个大体上的讨论就足够了。每个电流产生的辐射电场$\hat{E}$可以叠加得到总辐射电场。首先考虑差模电流产生的辐射场，如图5-35a所示。差模电流的方向是相反的，因此由其产生的电场的方向也是相反的。然而，由于两个导体并不是放置在一个位置上，所以产生的场就不能完全抵消，但是将减去一个小的净辐射电场。另一方面，由于共模电流的方向一致，它们的辐射场将叠加，因而对总辐射场所起的作用比差模电流要大，如图5-35b所示。因此*一个小的共模电流可以与一个非常大的差模电流产生同样级别的辐射电场。简言之，共模电流产生辐射发射的潜能要比差模电流大得多*。将在第8章中看到*实际产品产生辐射电场的主要机理是导线上的共模电流*。举个例子，发现微安培的共模电流将与几十毫安的差模电流产生相同大小的辐射电场。共模电流并不一定出现在一个电子系统的导线上，但毫无疑问一定存在于所有的实际系统中。由于它们具有产生辐射电场的相当大的潜力，所以必须确定一种方法去减小它们。

347
~
348

对于减小共模电流最有效的方法之一就是采用*共模扼流圈*。电流分别为$\hat{I}_1$和$\hat{I}_2$的一

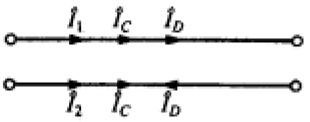
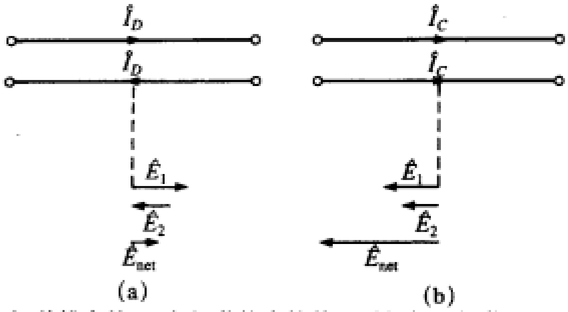


图5-34 将双线传输线上的电流分解为共模电流$\hat{I}_C$和差模电流$\hat{I}_D$



(a) 差模电流；(b) 共模电流的相对辐射发射潜能

图 5-35

对导线缠绕在一个铁磁芯上，如图5-36a所示。注意绕线的方向，等效电路也如图所示。这里假设绕线的方法都是一致的，这样$L_1=L_2=L$。为了研究磁芯对阻塞共模电流的影响，计算一个绕组的阻抗：

$$\hat{Z}_1=\frac{\hat{V}_1}{\hat{I}_1}=\frac{pL\hat{I}_1+pM\hat{I}_2}{\hat{I}_1} \tag{5.31}$$

现在来研究每种电流成分对串联阻抗的影响。首先设想共模电流中$\hat{I}_1=\hat{I}_C$和$\hat{I}_2=\hat{I}_C$。代入式（5.31）得：

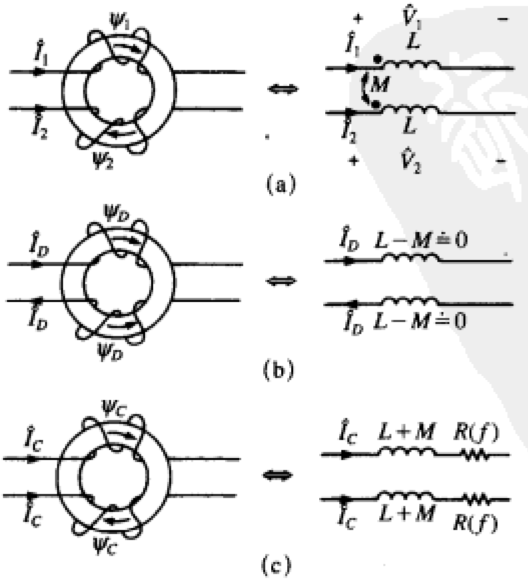
349

$$\hat{Z}_{CM}=p(L+M) \tag{5.32}$$

当$\hat{I}_1=\hat{I}_D$和$\hat{I}_2=-\hat{I}_D$时，差模电流对串联阻抗的影响为：

$$\hat{Z}_{DM}=p(L-M) \tag{5.33}$$

如果绕组是对称的并且所有的磁通量都在磁芯中，也就是一个绕组的磁通量完全与其他绕组连接，那么$L=M$并且$\hat{Z}_{DM}=0$。因此，在理想情况下，当$L=M$时，共模扼流圈对



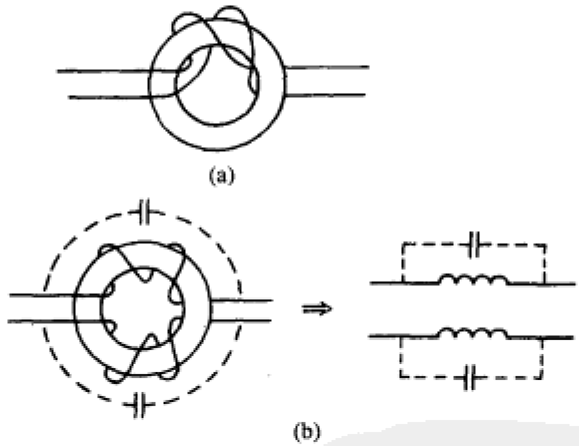
(a) 双线传输线上的电流；(b) 差模电流；(c) 共模电流

图5-36 共模扼流圈对各种电流的作用模型

*差模电流没有影响，但是对于共模电流需选择性地在导体中串联一个感抗（阻抗）2L。*图5-36举例说明了这些概念。

除了对共模电流选择性地串联一个电感$L+M$外，还利用铁氧体磁芯对共模电流串联一个依赖于频率的电阻$R(f)$。该电阻在较高频率时起主要作用，与前一节中的铁氧体磁珠的情况一样。因此，共模电流不仅被阻断了，而且还在$R(f)$上被消耗掉了。 350

共模扼流圈对于阻塞和消耗共模电流是有效的。为了提供这个阻抗给共模电流，导线必须缠绕在磁芯上，这样共模电流产生的磁通在磁芯中叠加，而两差模电流产生的磁通在磁芯中相减。导线是否缠绕恰当可通过*右手定则*来检验。如果让右手大拇指与电流的方向相同，则其他手指将指向该电流产生的磁通的方向。在一个磁芯上缠绕两导线以产生这种效果的一个极简单的方法就是将整组线都缠绕在磁芯上，如图5-37a所示。任一情况下，都应该确保绕组内的导线和绕组外的导线在磁芯上互相隔离，否则输入和输出之间的寄生电容将对磁芯产生旁路，从而降低它的有效性，如图5-37b所示。



（a）缠绕一个共模扼流圈的简单方法；（b）寄生电容

图5-37　举例说明共模扼流圈对阻塞和消耗共模电流的有效性 351

共模扼流圈的有效性依赖于一个假设条件，即自电感(L)和互电感(M)要相等。高磁导率磁芯有助于将磁通集中在磁芯当中并减少漏磁。对称绕组也有助于实现这一点。不幸的是，高频时铁磁性材料受到*饱和效应*的影响，如同先前讨论的那样，它们的磁导率将随着频率的升高而比低磁导率磁芯下降得更多。共模扼流圈最重要的优点之一就是*由高频差模电流产生的磁通在磁芯中相互抵消并且不会使之饱和*。有用信号电流或差模电流$\hat{I}_D$是所期望的电流。如果由这些高频电流产生的磁通在磁芯中没有抵消，那么磁芯就将饱和，并失去它的高导磁性。因此更多的磁通将泄漏到周围的空气中去，因而自感和互感也不会近似相等。另外，由于差模电流产生的磁通量在磁芯中相互抵消，所以共模扼流圈不会（理想情况）影响有用信号，与前面讨论的其他抑制元件一样。这样，*有用信号不会（理想情况）受到扼流圈的影响，也不会影响扼流圈的性能*。

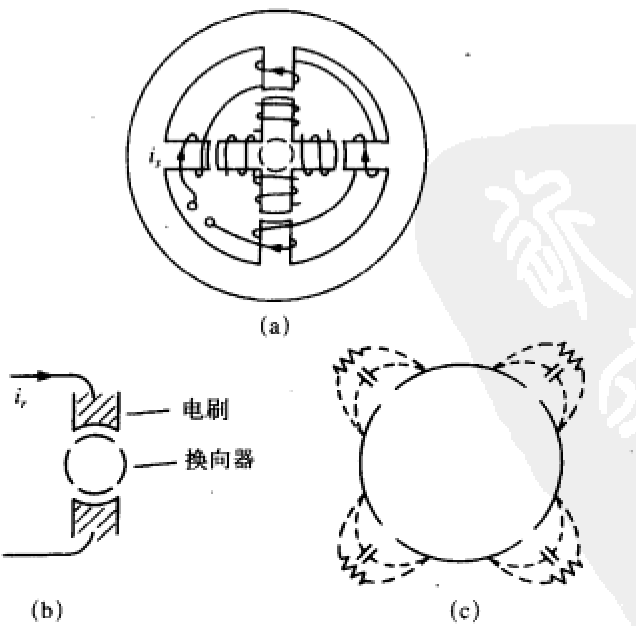
5.10　电磁器件

许多电子产品，比如打字机、打印机和自动化设备，都利用小型电磁器件，比如直

流电动机、步进电动机、交流电动机和螺线管等将电能转化为机械运动。这些看起来无害的（从EMC角度来看）器件可能造成显著的EMC问题。直流电动机由于电刷处的弧光放电产生了高频谱分量，并且为通过机架的共模电流提供了通路。本节的目的是突出这些有问题的地方，让读者更加意识到它们会造成EMC问题的潜能。

5.10.1 直流电动机

直流电动机用来产生旋转运动，可以通过利用齿轮或传动带来产生平移运动。它们依赖于磁北极和磁南极的异性相吸和同性相斥。一个直流电动机由定子上固定的绕组或线圈构成，线圈与旋转件或转子相连，如图5-38a所示。线圈缠绕在金属突出物上，当直流电通过绕组时产生了磁极。一个换向器由金属片组成，这样通向转子绕组的直流电可以应用于合适的线圈，随着转子旋转使转子与定子两极相匹配或相排斥。碳刷与转子部分相连并且提供了一个利用来自电源的直流电改变转子磁极的电流和磁场的方法，如图5-38b所示。由于流向转子线圈的电流通过换向器与直流电源连接或断开，电刷处由于转子线圈（电感）中电流的周期性中断而产生了电弧。这个电弧具有相当高的频谱成分，将在第8章中讲到。这种频谱成分依赖于电动机的类型易于在200MHz到1GHz的规定辐射发射限值的频段内导致辐射发射问题。为了抑制这种电弧放电，电阻或电容可以跨接在换向器两端，如图5-38c所示。这可以以电容或电阻片的形式来实现，即电容或分段的电阻片有必要在直接连在换向器上或放在换向器周围的电阻环中。某些情况下直流导线中输入一个小电感以阻隔没有被电容或电阻片完全抑制的噪声电流。 352

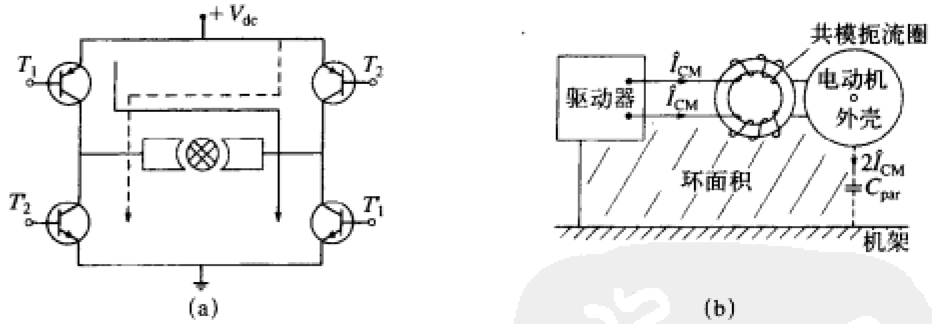


（a）物理结构；（b）电刷和换向器；（c）电弧抑制元件

图5-38 直流电动机的举例说明

一个额外的高频噪声源以及相关的辐射和传导发射不是由电动机本身产生的，而

是由用于改变旋转方向而为电动机提供精确的位置控制的驱动电流所产生的。如图5-39a所示为一小型直流电动机的典型的"H驱动"电路。当晶体管T_1和T_1'接通，电流经过换向器和转子绕组使转子转向一个方向。当T_1和T_1'断开而晶体管T_2和T_2'接通时，转子转向相反的方向。这个驱动电路通常通过一对长导线与电动机相连，如图5-39b所示。为了电动机高温冷却的原因，它的外壳通常与产品的金属机架相连作为散热器。这在电动机外壳和产品机架之间产生了一个大电容C_{par}，这就为共模电流通过这些绕组之间的电容而流经从转子到定子提供了一条通路，并最终通过C_{par}到达机架。由驱动器提供给电动机的电流，尽管理想地认为是直流，但由于驱动电路和转子绕组中电流的持续中断从而在该电流中存在具有快速上升时间的尖峰脉冲。这些尖峰脉冲具有相当高的频谱成分，存在于产品的机架上并在辐射过程中耦合到产品的其他部分。由导线和它们的回路（产品机架）形成的环路面积也非常大。可在第8章中看到辐射电平是该电流所占环路面积的直接函数；环路面积越大，辐射发射也就越大。为了阻断这个共模电流，在驱动器引线中可能需要放置一个共模扼流圈，如图5-39b所示。图中表明了（驱动器引线中的）共模电流本质上变为环绕一个大环路面积的差模电流。输入导线（捆在一起）和一个小型直流电动机机架之间测得的共模阻抗在100MHz时约为20Ω，相当于零。 353



（a）H驱动电路，（b）由于电动机外壳的寄生电容，共模驱动电流转化为具有大的环路面积的差模电流

图5-39 举例说明一个额外的高频噪声源以及相关的辐射和传导发射的产生

5.10.2 步进电动机

对于机电定位，直流电动机的一个替代方案就是*步进电动机*。步进电动机有两种基本类型：*永久磁铁*（PM）型和*可变磁阻*（VR）型。这两种类型的步进电动机都是利用应用于定子的固定绕组的直流电去产生磁极。为了提供精确定位，转子和定子在它们的边缘上分割为许多个极点。PM步进电动机的转子是一个由稀土材料制作成的永磁铁。VR步进电动机的转子由截短的线圈构成。定子中的磁通量在这些短线圈中感应出了电流，该电流在转子上产生了磁极。转子的绕组同相排列以提供不同程度的磁极分隔。转子的磁极对准被激励的定子磁极是为了降低磁路的*磁阻*。

尽管如同直流电动机的换向器一样不存在电弧放电而产生高频信号，但在驱动电路

导线和电动机外壳之间还是存在共模电流的问题，电动机外壳为了冷却还是与产品机架相连。如图5-40所示为一个典型的驱动电路。接通晶体管T_1和T_4，例如，让电流以指定方向经过相位A和相位D，使电动机转向一个要求的位置。将这些定子绕组持续地接通电源和断开电源又产生了高频噪声并传送到连接线上。和其他电动机一样，在输入导线和电动机机架之间存在寄生电容，电动机外壳由于温度原因与产品机架相连。因此输入线上的噪声电流传送到产品机架上并通过那条通路返回到驱动电路。这就产生与直流电动机相同的问题，并且要求在驱动线上放置一个共模扼流圈，以阻塞这条通路并减少这个共模电流的辐射发射（共模电流通过由驱动线—接地面构成的大环路就变成了差模电流）。对于一个典型的小型步进电动机来说，输入线（捆在了一起）和电动机机架之间的共模阻抗的测量表明70MHz时共模阻抗为3Ω，接近于零。

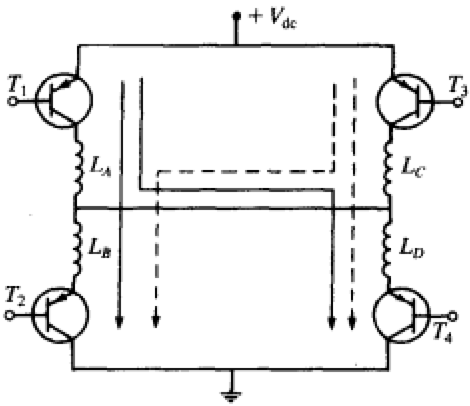


图5-40　步进电动机的典型驱动电路

354
~
355

5.10.3　交流电动机

交流电动机与直流电动机和步进电动机不同，它通常不用于提供机械元件的定位，而是用于提供恒定速度和驱动小型冷却风扇。不存在直流电动机中的电刷和伴随而来的电弧放电以及由直流电动机和步进电动机的驱动器提供的噪声电流，有助于降低这些电动机产生噪声问题的潜能，这与直流或步进电动机是相反的。然而，由于这些电动机的转子和定子由间隔紧密的电感组成，在转子和定子之间就依然会存在大寄生电容的问题。如果电动机机架与产品的其他机械部分机械相连，那么有可能存在从交流电源到产品机架的共模电流的潜在耦合，反之亦然。如果馈电给这些电动机或与转子相连的机架的交流电上出现了高频电流，那么该噪声可能耦合进产品机架或交流电源线中，这样辐射发射或传导发射的可能性通常都增强了。斩波驱动电路常用于控制交流电动机的输入功率，因此输入电流可能具有高频成分，该高频成分以共模方式传输到产品机架上。在这些类型电动机的连接导线上可能需要共模扼流圈以阻断该通路。

5.10.4　螺线管

螺线管基本上是一个线圈，在其中心有一个铁磁芯。用直流电流激励线圈可导致磁通量的产生。铁磁芯以平移方式移动到线圈的中心可以使磁路的磁阻最小。这种类型的电磁器件容易受到除了整流换向以外的以上电动机问题的影响。对绕组电感进行突然的激励和去激励会产生高频噪声。再者，绕组和螺线管金属外壳之间的寄生电容为将要传输到产品机架上的共模电流提供了一条可能的通路，这就要求在输入导线上插入一个共模扼流圈。对于小型螺线圈，输入导线（捆在一起）和裸线圈机架之间的共模阻抗的测

量表明在150MHz时共模阻抗为8Ω，接近于零。

356

5.11 数字电路器件

数字产品由于它们在快速处理数据和固有抗扰度方面的能力而越来越普及。然而，从EMC观点来看却带来了问题。数据以脉冲形式进行传输和处理。每个状态之间的过渡（脉冲上升/下降时间）非常快（约为1ns数量级）。在第3章中，讲到在这些信号的频域表示中快速过渡次数易产生高频谱分量，这样就会造成产品的高频辐射发射和传导发射。对于数据传输和处理速度的提高的要求将来必定会导致越来越被人们关注EMC问题。

数字产品在结构上相对简单，并且典型地由微处理器形式的一个中央处理器组成，该处理器执行计算、存储和检索数据、指令以及提供整个过程的排序。不同的只读存储器（ROM）模块提供程序指令的永久性储存。随机存取存储器（RAM）模块为数据存储作准备，各种不同的驱动器或缓冲器能够驱动外围设备或进行数据通信。一个或多个系统时钟在明确定义的时间窗内对每个任务的发生提供同步。其主要任务就是从外部设备，比如磁带机或磁盘驱动器或者键盘，输入数据和指令，并处理这些数据和指令，最后提供结果作为输出显示或驱动外部的处理，如电动机或其他激励器。

处理过程从它对产品EMC方面的影响来看是相对直接的。然而，处理过程的细微方面具有相当大的影响。举个例子，特别的技术和产品需求影响了时钟脉冲和数据脉冲的上升/下降时间，这就影响了它们的高频谱分量。缓冲器门电路常用来在低电流逻辑信号和强电流输出之间提供接口。具有"方波化"信号的效果。假设一个时钟信号的上升/下降时间由于低通滤波器，比如并联电容器的插入而变慢了。如果在线路的某些点上插入缓冲门电路，信号可能被"方波化"并且增加了驱动电流，因此也就增加了它的高频谱分量。

357

只运载"偶发"信号即偶尔出现的信号的导线不应该被忽视，这是因为尽管它们无意运载高频信号但由于无意耦合也会在导线上出现这些信号。比如说在机器操作过程中，微处理器的复位线很少被使用，但其他高频信号对这条线路的无意耦合会导致在该线上存在更高频的信号。如果复位线在PCB上走很长一段距离，它就可能产生明显的辐射发射。EMC工程师可能不会怀疑这就是发射源。在数字产品的PCB上放置探点以观察信号的频谱成分是非常有启发性的。实际上一个数字产品的所有信号线都有可能运载高频信号，尽管其中一些（比如时钟线）明显很重要。作者的经验是，减少辐射发射和传导发射最有效的方法就是影响这些发射源。尽管看上去这是显而易见的，但它很重要，必须记住。一旦噪声信号可以从它们的源传播出去，它们的抑制就变成了来自于不同发射点的相同信号发射的抑制问题，这就需要更多的抑制元件。

有源数字元件由大量的半导体二极管、双极结晶体管（BJTs）和场效应晶体管（FETs）组成。它们由微小芯片形式的集成电路实现。EMC所关注的这些元件中的主要寄生元件之一就是在半导体连接点处形成的寄生电容[9]。每一个这种元件都是由两种类型的半导体，即n型和p型半导体，构成的。该连接点导致了电荷分离，作用类似于一个电容。一旦这些寄生电容加到器件的理想模块中，信号的上升/下降时间将受到影响。

更重要的是元件周围信号线上的这些寄生电容的影响，它们为设备从输入端到输出端提供了一个有效的连接。

5.12 元件可变性的影响

记住，要求生产大量大致相同的产品以待出售是非常重要的。从功能上来看，生产相同的产品很重要且相对简单；也就是说，所有的产品都能够达到功能性设计目的。在设计过程中，这通常都是一个重要的标准。然而，在大致相同的产品的复制品中达到EMC设计目标的一致性则是另一个问题，这个问题通常并不能通过实现功能性设计目标的一致性来保证。举个例子，假设对一个产品原型进行微调达到了辐射发射和传导发射的EMC规定限值。一旦产品进入生产过程并且制造出大量复制品，那就不能保证所有的复制品都能达到所出售产品必须符合的EMC规定限值。销售者为了降低产品成本而对某些部分进行的改变可以使一个先前达到标准的产品突然超出限值，虽然它仍满足功能性目标。同时，也必须认识到功能性目标和EMC性能目标通常都存在着冲突。比如，功能设计者们通常都关注于一个数字元件最长的上升/下降时间，反之EMC设计者们对数字元件的最短上升/下降时间更有兴趣，因为上升/下降时间越短，信号的高频成分就越多。元件制造商不能保证绝对符合元件的规定标准，但可满足规定的上限。一个数字元件制造商由于功能性原因可能保证元件的上升/下降时间最长。大量元件用于生产产品的“相同复制品”时可能（通常）会出现变化。虽然还是在部分厂商规定的限值之内，但可能已超出了EMC工程师依赖的规定限值，并且是一个或多个复制品超出限值。 358

厂商为了降低成本而在产品生产周期的某些阶段更换部分元件，这会造成符合性问题，参考文献[10]中给出了一个例子。利用一个RS-232线驱动器来检测这种类型的可变性。对几个不同厂商的“等效”线驱动器进行测试，并且在10MHz~210MHz的频率范围内测量每个元件的－12V直流导线上存在的信号频谱。读者需要参考某些出版物，该出版物给出了不同厂商之间和同一厂商不同元件之间的－12V导线上存在的发射的最终可变性。所有部件毫无疑问都必须达到功能性目标。此外，还观察到线驱动器的－12V导线“未被假定运载这些高频信号”，但实际上却出现了这些信号。这又一次说明了一根导线不运载高频信号并不能排除高频信号会出现在该导线上。

5.13 机械开关

机械开关通常用在电子产品中，为操作员提供了一个快速而又简单的方法去改变产品的运转状态。通-断开关将市电与产品相连。其他开关可以简单地对产品的状态进行改变，比如个人计算机上的复位开关。由机械开关的动作引起的EMC问题有很多种，取决于被转换的负载。正如人们所看到的触点处的电弧放电是主要的干扰问题，因为电弧波形可能包含了大幅度的甚高频频谱成分。早期的研究涉及电子系统中的断路器对大电流进行的中断[11]。早在20世纪40年代，研究工作就集中在电话电路中开关的特性，涉及开关触点的侵蚀和由这些操作引起的干扰[12~16]。为了抑制这些潜在的干扰问题以及确保开关触点更长的使用期限，通常都会采用不同的保护网络。 359

本节将讨论机械开关的EMC问题。这个讨论比较简短，但是涵盖了所有的基本点。对于该主题更完整和更深入的讨论，作者推荐参考文献[6]和[11~16]。这些参考文献实际包括了从EMC角度来看人们所需要知道的关于机械开关的所有信息。下面是那些信息的精简概要。

5.13.1 开关触点的电弧放电

在马可尼火花隙发射机时期之前，人们就已经知道电弧形式的电流可以在空气中的两个电极之间进行传导。举个例子，设想空气中间距为d的两个触点，如图5-41所示。典型的电压-电流特性如图5-41所示。图中给出了3个区域：汤森放电区域、辉光放电区域和弧光放电区域。各种电压电平标注为V_B、V_G和V_A。空气中触点的这三个变量的代表值分别为$V_B \cong 320V$、$V_G \cong 280V$和$V_A \cong 12V$。V_B的值取决于触点间隔，而V_A的值取决于触点的材料。过渡区域的电流用I_G和I_A表示。这些电流是可变的，但是其值分别为$I_G \cong 1mA \sim 100mA$以及$I_A \cong 0.1A \sim 1A$。

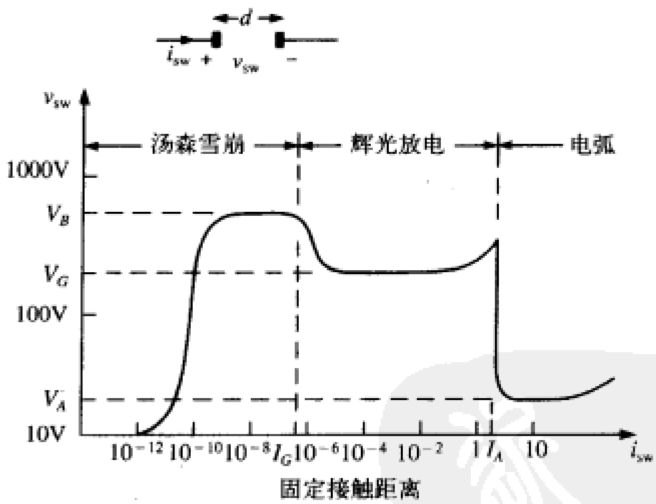


图5-41 机械触点处击穿时的电压－电流特性举例

由于宇宙辐射、光子与气体分子的碰撞等原因，触点之间的空间中通常有少许自由电子。随着两触点间电压的增加，由此在触点间产生的电场加速了这些自由电子的运动，使它们击穿了惰性气体分子。如果自由电子从电场获得足够的动能，它们会击穿气体分子，产生了其他自由电子作为电子－离子对。电场加速了这些重新形成的电子的运动，使它们击穿其他气体分子，因此释放了更多的自由电子。这样就加倍增加了自由电子和正离子数。正离子移向阴极（触点的负极端子），而电子移向阳极（触点的正极端子）。随着正离子移向正极，它们在正极周围产生了空间电荷，这样就产生了局部场和自由电子。正离子也会击穿阴极，通过二次发射释放更多的自由电子。这个机理说明了如图5-41所示的汤森放电区域。阴极的热离子加热也可以释放电子，但是这个机理适合用于弧光放电区的高电流。在初期的弱电流区，阴极发射出的所有电子由阳极接收。高于某个电压电平时，阴极发射出的所有电子均被接收，并且与电压的进一步增加无关，曲线

垂直上升。依然在较高的电压，电子需要足够的动能去与气体分子碰撞而产生电子-离子对，因此增加了自由电子并导致雪崩效应。峰值或击穿电压V_B取决于气体、触点间隔和压力。帕邢（Paschen）发现击穿电压取决于压力和触点间隔的乘积[11]：

360

$$V_B = \frac{K_1 pd}{K_2 + \ln pd} \tag{5.34}$$

式中，K_1和K_2为取决于气体的常数。空气在标准大气压下的最小击穿电压近似为$V_{B,\min} \cong 320\text{V}$，触点间隔为$d_{\min} = 0.3\text{mil} = 0.007\ 62\text{mm}$时出现。

在汤森放电区域的峰值处，自由电子和正离子的形成达到了自持的雪崩阶段，该阶段内通过这个雪崩过程可以维持电流，但是触点两端的电压下降到更低的用V_G表示的辉光电压。对于标准大气压下空气中的触点而言$V_G \cong 280\text{V}$。阴极附近的区域产生了微弱的辉光，这就是这一项的起源。对于大范围的电流，开关上的压降始终为常数V_G，并且主要由阴极和辉光区的初级阶段之间的区域来决定阴极电压降区域。随着电流增加，辉光区的大小朝阳极扩张，但是间隙压降仍然为V_G。

361

当电流增加到足够大时，阴极压降区域包含了整个阴极面积，电流进一步增大造成了更高的电流密度。这导致了阴极的发热和间隔电压的稍稍增大，很快到达触点金属的汽化点，会导致触点电压的快速下降，这标志了触点间形成电弧的弧光放电区域的开始。这时触点电压下降到一个非常低的值约为$V_A \cong 12\text{V}$。V_A的值由触点的材料决定（因为金属的汽化在这里是一个重要过程），但是约为11~16V。一旦生成了电弧，电流进一步增大时发光放电并不能使触点电压由V_A产生明显的变化。这是人们看到的普遍的视觉效果，当触点断开时瞬间形成了一个电弧。

前面讨论的电弧的形成开始于电压足够大到击穿介质气体。触点电压除以触点间距超出了气体的击穿场强，这称为长弧。对于真空中较小的触点间距，电弧由感应场发射激发，其中在阴极的最高及最尖锐处的电场释放电子。这个电子流在其经过间隙时散开。阳极被这个电子流冲击后温度升到几千开耳文，这就足以使电极汽化。阴极可能首先汽化，这取决于触点大小、加热速度等。随着正离子移向阴极，空间电荷的形成进一步促进了发射而导致雪崩效应。因此，在电压和触点间隔还不足以击穿气体时就可能已经形成了电弧，这就称为短弧或金属汽化弧光放电，所要求的场强约为$E_B = 10^9\text{V/m}$，尽管该场强是变化的，它取决于触点表面的清洁度和表面污染物。

图5-42总结了空气开关的击穿电压。所示曲线为触点间距d的函数。用间距除以触点闭合或断开的速率v，给出坐标轴为时间t的函数。由于触点间隔小于d_c，所以如果触点电压除以触点间距等于$E_B \cong 10^9\text{V/m}$的话，那么就可能会形成一个短弧，触点电压降至$V_A \cong 12\text{V}$。通过开关的电流完全由电路电压和阻抗决定。然而，维持电弧需要一个最小电流I_A。这个最小弧光电流变化很大，其范围从几十毫安到一安培。如果从外部电路获得的触点电压降低至V_A和/或由外部电路得到的触点电流降至I_A，那么就能消除电弧。当触点间隔大于d_c时，如果触点电压超过击穿电压，那么将形成辉光放电，参考文献[12]给出的击穿电压为：

362

$$V_{B,\text{辉光}} = 320 + 7 \times 10^6 d \tag{5.35}$$

这本质上是$d>d_{\min}$时的帕邢电压曲线。如果由外部电路获得的电流超过最小辉光放电电流I_G，那么将形成辉光放电，并且触点电压将降低为[12]

$$V_G = 280 + 1000d \tag{5.36}$$

如果从电路获得的电流超过最小电弧持续电流I_A，辉光放电将转换为一个长弧，并且触点电压将又降至$V_A \cong 12\text{V}$。必须再次强调，为了维持一个辉光（弧光）放电，从外部电路获得的触点上的电压和经过触点的电流必须超过V_G和I_G（V_A和I_A）。此外，最小保持电压可以预测为$V_G \cong 280\text{V}$以及$V_A \cong 12\text{V}$，而最小保持电流I_G和I_A变化很大，典型的范围为$I_G \cong 1\text{mA} \sim 100\text{mA}$和$I_A \cong 100\text{mA} \sim 1\text{A}$。辉光放电的特点为高电压和弱电流，而弧光放电（长弧或短弧）的特点为低电压和强电流。

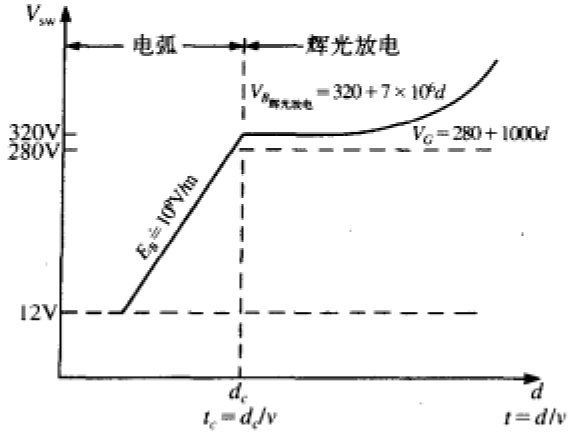


图5-42 机械开关的击穿电压和触点间隔的关系曲线

可观察到，尽管两个过程的物理性质不同，机械开关的弧光放电，其特性与可控硅整流器（SCR）非常相似。设想如图5-41所示开关的电压-电流特性，如果只绘出超出几毫安的强电流下的特性，那么该特性类似于一个可控硅整流器（SCR）的特性。实际上，两者的操作非常相似。为了激励一个可控硅整流器（SCR），电压必须增加至击穿点。一旦SCR运转起来，它的电压降至一个低值，而电流却足够大。只能通过将其电流降低至低于“中断电流”才能让SCR停止工作。一个机械开关的弧光放电与此相似。为了产生一个电弧，开关上的电压必须超过图5-42中的击穿曲线。一旦形成电弧，降低开关电压将不能消除电弧（除非将其降低至低于电弧电压V_A）。如果电流低于最小电弧电流I_A，那么电弧就会消失。

5.13.2 簇射电弧

开关经常用于中断感性负载，如螺线管或电动机。对这些类型负载的中断会导致一种有趣的现象，称为簇射电弧，如图5-43所示，不可避免的寄生电容与感性负载并联。当闭合开关时，在电感中产生一个稳态电流$I_L = V_{DC}/R_L$。当开关断开时，电感会试图保持此电流。因此，电流通过电容时会改变方向，给电容充电。开关电压$v_{SW}(t) = v_C(t) + V_{DC}$，因此会增大。随着开关电压的增加，它可能会超过开关断点电压，从而会形成一个短电弧同时开关电压降至V_A。电容通过开关放电，此电流主要由于受到本身电阻和开关导线的电感影响而受限。如果开关电流超过了最小电弧保持电流，电弧将继续保持。相反，电弧则消失，电容开始重新充电。开关电压再一次超过开关断点电压，且开关电

压降至V_A。如果电弧不可保持，电容又会开始再次充电。最终所存储的初始能量被消耗掉，电容电压也衰减到0，使得$v_{SW}=V_{DC}$。这导致在触点两端形成一个上升（由于电容充电）后又迅速下降（由于开关断开）的电压，这就被称为*簇射电弧*[15, 16]。随着触点分隔距离的增加，可能会出现辉光放电，可能会也可能不会被保持，最终形成一个微型的簇射电弧，如图5-43所示。每一个簇射电弧的数量和持续时间取决于电路元件值和任何与互连传输线相关的时延。在参考文献[17]中描述了一个SPICE模型，对开关电弧放电的预测很有用，并且与串扰相关联。

363

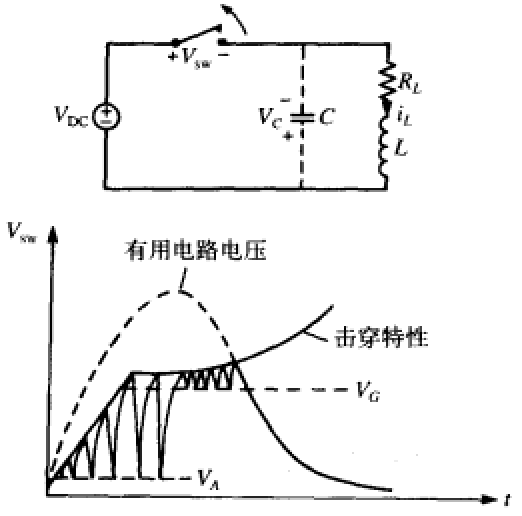


图5-43　感性负载的簇射电弧

5.13.3　电弧抑制

簇射电弧无疑具有明显的频谱分量，因此可能会造成EMC问题。运载这些电流的线路可能产生明显的辐射发射，因此造成干扰问题。这些信号也可能直接沿着引线进行传导，这就可能产生更麻烦的问题，因为直接导入其他点的信号电平为开关电压大小，可能为几百伏。由于认识到了这些潜在影响，所以多种抑制措施要结合机械开关一起使用。

364

由于包含了很多未知参数，所以很难作出精确计算。举个例子，开关接通或断开的速度对于簇射电弧的持续时间具有明显的影响。当图5-43中的电容通过开关放电，放电电流只受到局部线路阻抗的限制，该电流非常小并且基本上是未知的以及多变的。因此触点保护通常是基于简单的计算，该计算给出了一个将要用到的初始值，然后进行实测。无论哪种情况，触点保护的目的就是要*防止电弧（持续或簇射）的形成*。通常可以采用两种方法[6]：

（1）防止开关电压超过开关的击穿电压（近似为320V）；

365

（2）确保弧光电流低于最小持续电弧电流。

技术1防止电弧的形成，而技术2防止电弧持续。有两种办法来实现技术1，如图5-44所

示。将触点击穿电压曲线与电路有效电压（没有击穿电压）对比。电弧击穿特性曲线在$d<d_c$时的斜率为$E_B v$的乘积。选择$E_B=10^8$V/m和典型的开关速度$v=0.01$m/s得到斜率为1V/μs。图5-43中电路的有效电压的起始斜率为I_0/C，其中$I_0=V_{DC}/R$为通过电感的起始电流。因此触点电压的起始增量应该保持低于1V/μs，尽管这个数字变化非常大，并且取决于接触面（影响E_B）和接触速度。通过忽略电阻R_L以及假设电感中储存的所有能量$1/2\,LI_0^2$都转化为电容器的能量$1/2\,CV_{peak}^2$，可以得到电路有效电压的峰值为$I_0\sqrt{L/C}$。此外，如果$\sqrt{L/C}<1/2R_L$，那么放电波形将没有波动（强衰减）[5]。尽管通过减慢电路有效电压的起始上升时间可以避免弧光放电，但如果电路有效电压的峰值超出气体放电的击穿阈值，那么就可能产生辉光放电（它可能转变为一个长弧放电）。因此，为了防止产生电弧，必须满足以下两个条件：

$$\text{(a)}\quad E_B v > \frac{V_{DC}}{R_L C} \qquad \text{(b)}\quad \frac{V_{DC}}{R_L}\sqrt{\frac{L}{C}} < V_{B,\,gas} \cong 320$$

这可以通过将一个足够大的电容与电感或开关并联以增加总电容来实现，因而减小了电路有效电压的峰值并且也减小了图5-45a所示电路的有效电压的起始上升时间。由于大电容充电电流在开关闭合过程中可能会造成相当大的接触破损，因此这个方案具有明显的缺陷。当开关断开时，电容充电至电源电压V_{DC}。当开关闭合时，这个起始电压的放电电流通过开关，产生了一个很大的电流浪涌，因为这个电流只受到局部开关线路的电阻和电感的限制。

366

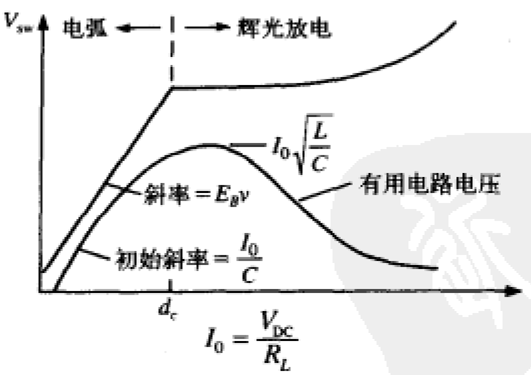
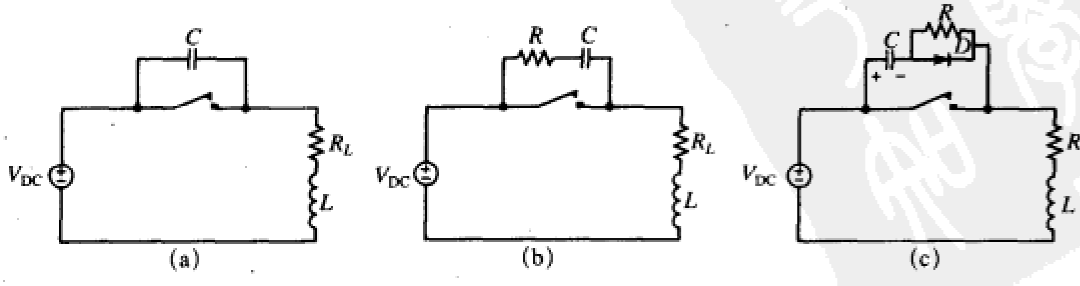


图5-44 通过减小电路有效电压实现的触点保护



（a）电容；（b）$R-C$；（c）加入二极管的$R-C$

图5-45 不同的触点保护方案

图5-45b给出了怎么样补救这个由与开关触点跨接的电容所产生的问题：将一个电阻与电容串联去限制出现在闭合触点上的放电电流。将此放电电流限制在I_A以下以得到电阻的最小值。触点断开时，期望得到的是电阻尽可能的小，这样就无法限制电容的电弧抑制。选择R的最小值是为了在开关闭合时限制放电电流，使其低于最小弧光电流：$V_{DC}/R<I_{A,\min}$。最大值则是通过开关的断开来确定的。当开关断开时，电流反向经过电阻，开关电压为I_0R。其中，$I_0=V_{DC}/R_L$是经过电感的起始电流。通常选择R的最大值与R_L相等，这是为了控制触点电压最高为电源电压。因此，对R的选择范围为：

$$\frac{V_{DC}}{I_{A,\min}}<R<R_L \tag{5.37}$$

电容的选择要满足上述的两个准则：1 可用电路电压的升高初速度I_0/C小于1V/μs而防止电弧的形成；2 可用峰值电压$I_0\sqrt{L/C}$小于320V而防止可能转变为电弧的气体击穿。这就使C值必须满足：

$$(1)\quad C \geqslant (I_0/320)^2L \tag{5.38a}$$

$$(2)\quad C \geqslant I_0\times10^{-6} \tag{5.38b}$$

如图5-45c所示为一个更好但是更贵的网络。一个二极管与电阻并联。当开关断开时，电容充电并给出了极性。当开关闭合时，电阻R限制了放电电流。当开关断开时，二极管使电阻短路，而电容瞬间转移了负载电流，如上所述。电容的值如上选择，但是电阻值的选择是为了限制闭合触点上的电流小于最小弧光电流：

$$R \geqslant V_{DC}/I_{A,\min}$$

触点抑制可以应用于如上所述的开关或/和感性负载中。图5-46a所示为在一个感性负载上应用一个二极管的例子。当开关断开时，电感电流转向通过二极管而不是开关。开关闭合时的接触弧光并不受影响。利用二极管对感性负载进行防护的典型例子是开关晶体管。一个二极管（"续流"二极管）与感性负载并联，这可以代表图5-46b中的直流电动机的电感。当晶体管开关截断经过电感的电流I_L时，电感反冲或电感两端的法拉第电压使二极管短路。这样二极管就使晶体管集电极变钳位至$+V_{CC}$，防止了会损坏晶体管的大集电极－发射极电压。快速上升的大幅度电流将围绕电感－二极管环路流动。因此，为了使这个电流环路的辐射最小，二极管必须与电感非常靠近。

367

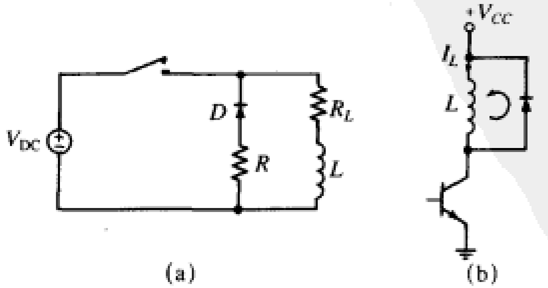


图5-46 对感性负载的二极管保护

阻性负载可能需要触点保护，也可能不需要。如果负载使其电流小于最小弧光电流，那么没有电弧会持续下去，并且通常不需要触点保护。如果电阻性负载使其电流大于最小弧光电流，那么就可能需要与图5-45中电路相似的触点保护电路。

习题

5.1 导线

5.1.1 计算下列导线单位长度得直流电阻：6#AWG（实心导线，259×30），20#AWG（实心导线，19×32），28#AWG（实心导线，7×36），30#AWG（实心导线，7×38）[1.3mΩ/m，1.31mΩ/m，33.2mΩ/m，28mΩ/m，214.3mΩ/m，194.4mΩ/m，340.3mΩ/m，303.8mΩ/m]

5.1.2 求频率分别为1MHz，100MHz和1GHz时钢（SAE 1045）的集肤深度。[0.26mil，0.026mil，0.008 23mil]

5.1.3 求当20#AWG实心导线由于集肤效应而导致电阻开始增加时的频率。[105.8kHz]，并求此导线在100MHz时的阻抗。[1.022Ω/m]

5.1.4 求32#AWG实心导线由于集肤效应而导致电感开始下降时的频率。[1.7MHz]，并求此导线在100MHz时的内电感。[6.5nH/m或0.165nH/in]

5.1.5 求由两根2m长、间距为50mil的28#AWG（7×36）导线所构成的典型的带状电缆在100MHz时的电阻，内电感，外电感和电容。[1.87Ω, 2.97nH, 1.518μH, 29.28pF]，并求该电缆的特性阻抗。[227.7Ω]

5.1.6 计算宽为5mil、长为6in的PCB连接盘在1MHz和40MHz时的电阻。[0.59Ω，0.776Ω]

5.2 印制电路板（PCB）连接盘

5.2.1 求厚度为47mil的玻璃环氧板上宽度为100mil的1盎司连接盘所构成的微带线的有效介电常数和特性阻抗。[3.625，45.3Ω]，并求其单位长度的电感和电容。[7.3nH/in，3.65pF/in]

368～369

5.2.2 求厚度为47mil的由两个宽度为100mil，间隔为100mil（边缘到边缘）的1盎司连接盘所构成的共面微带线的有效介电常数和特性阻抗。[1.96, 172.2Ω]，并求其单位长度的电感和电容。[20.4nH/in，0.688pF/in]

5.2.3 求位于厚度为47mil的玻璃环氧树脂板两侧的宽为100mil的两根1盎司连接盘的特性阻抗。[56.48Ω]

5.4 电阻

5.4.1 阻抗幅度曲线为如图P5.4.1所示的伯德曲线。求满足此曲线的一个可能的阻抗表达式。[$\hat{Z}(p)=0.8(p+3)/(p^2+10p)$]

5.4.2 阻抗幅度曲线为如图P5.4.2所示的伯德曲线。求满足此曲线的一个可能的阻抗表达式。[$\hat{Z}(p)=18p(p+30)/(p+10)^2$]

370

5.4.3 一个1/8W的碳质电阻的阻抗伯德图如图P5.4.3所示。计算其引线电感和寄生电容。[$L_{lead}=12.48$nH，C_{par}=5.64pF]

5.4.4 由图5-12a所给出的测量数据，计算1000Ω电阻的寄生电容。[$C_{par}=1.447$pF]

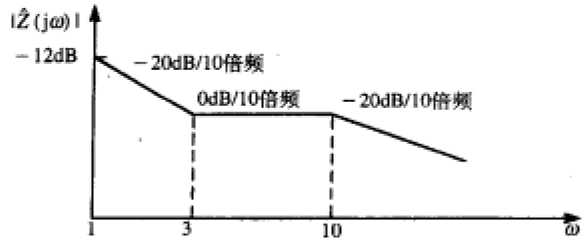


图　P5.4.1

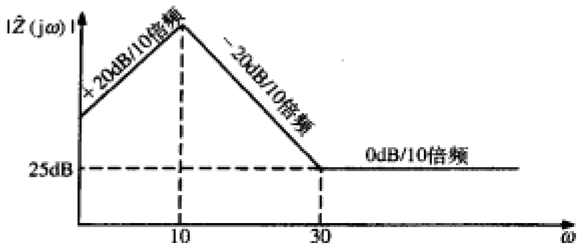


图　P5.4.2

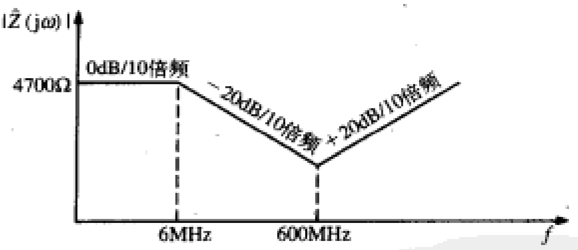


图　P5.4.3

5.4.5　测量一个元件发现它具有如图P5.4.5所示的阻抗大小。画出代表该阻抗的等效电路。[100Ω与15.92μH并联]

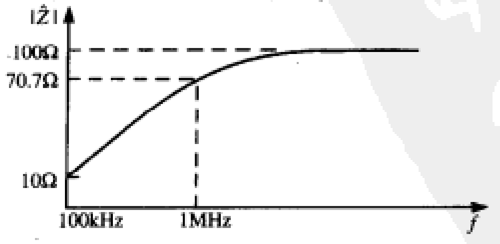


图　P5.4.5

5.4.6　测量一个元件发现它的阻抗具有如图P5.4.6所示的（不对称）频率响应特性。构造一个代表该阻抗的等效电路。[100Ω与1μF并联，再与1nH串连]

5.4.7　测量一个元件发现它的输入阻抗具有如图P5.4.7所示的不对称形式。构造代表该元件输入端的等效电路。[100Ω与0.01μF串联]

371

372

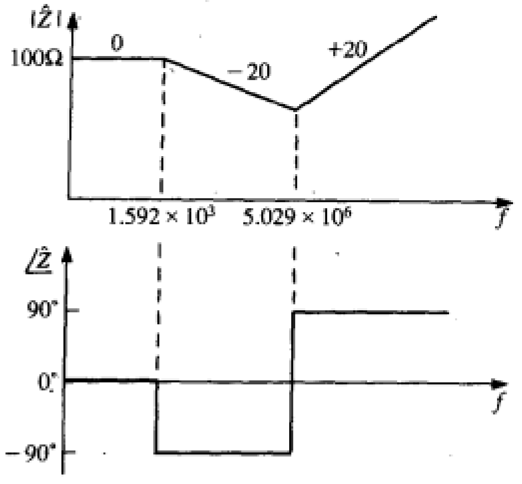


图 P5.4.6

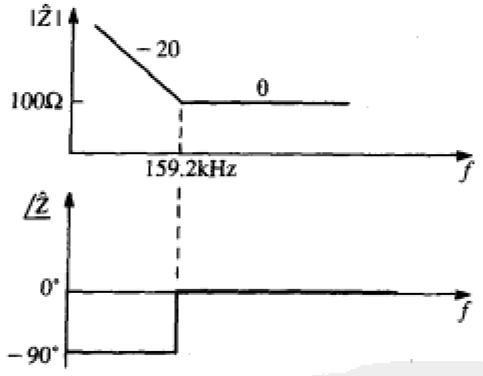


图 P5.4.7

5.5 电容

5.5.1 由图5-18所给出的测量数据，计算短引线电容的引线电感。[4.775nH]

5.5.2 一个100MHz的噪声信号馈入100MHz时的输入阻抗为60 $\angle 0^\circ$ Ω的晶体管放大器的输入端，求连接在输入端可以转移60%电流的电容器的电容值。[20pF]。用PSPICE验证结论。

5.5.3 一个50Ω，100MHz的争正弦信号源接有50Ω负载电阻。求在输出端所接入的能够使输出电压降低20dB的电容器的电容值。[633.4pF]。用PSPICE验证结论。

5.6 电感

5.6.1 直接从图5-25所给出的测量数据求1.2μH电感的寄生电容。[1.6pF]

5.6.2 将一个电感与50Ω负载串联来抑制100MHz的噪声电流。求可以使通过负载的100MHz噪声信号降低20dB的电感值。[0.8μH]。用PSPICE验证结论。

5.7 铁磁性材料——饱和与频率响应

5.7.1 镍锌螺线管的阻抗测量值如图5-30b所示。用一个电感与一个电阻并联再与线圈

的寄生电容相并联构成该阻抗的模型。根据测量数据计算此电感、电阻和寄生电容。[L=8μH, R=1200Ω, C_{par} = 1.6pF]。用PSPICE验证结果。

5.7.2　镍锌螺线管的阻抗测量值如图5-30b所示，如果该螺线管有4匝线圈，铁磁芯的横截面面积为0.5 × 0.5cm，平均半径为1cm，求该铁磁性材料的相对磁导率。[$\mu_r \cong 1000$]

5.8　铁氧体磁珠

5.8.1　求具有如图5-33a所示阻抗测量值的1/2匝氧化铁磁珠的等效电感。[L = 1.6μH]

373

5.8.2　求具有如图5-33b所示阻抗测量值的1/2匝氧化铁磁珠的杂散电容。[C=1.989 pF]

5.9　共模扼流圈

5.9.1　理想的共模扼流圈（线圈的缠绕完全对称且没有损耗）的结构如图P5.9.1所示。如果AB端相连，那么50MHz时从ab端看进去的的电阻为 300 000$\angle 90°$ Ω。如果Ab端相连，那么50MHz时从aB端看进去的电阻为1 000 000 $\angle 90°$ Ω。计算此扼流圈的自电感和互电感。[L=1.035mH，M=0.557mH]。用PSPICE验证结果。

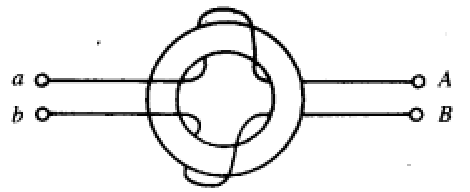


图　P5.9.1

5.9.2　理想的共模扼流圈（线圈的缠绕完全对称且没有损耗）连接在源和负载之间，如图P5.9.2所示。假设所有的共模电流都被共模扼流圈所抑制，计算负载电压的幅度。[2.564$\angle -75.14°$ V]。用PSPICE验证结果。

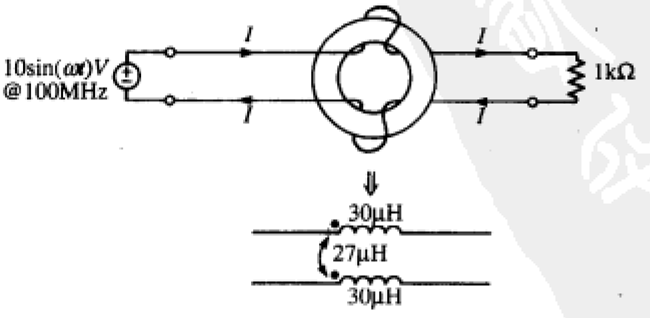


图　P5.9.2

5.10　电磁器件

5.10.1　一个小的直流电动机输入阻抗的频率响应为如图P5.10.1所示的非对称形式。求其输入端的等效电路。[100Ω的电阻与159μH的电感串联再与159pF的电容并联。]用PSPICE

验证结果。

[374]

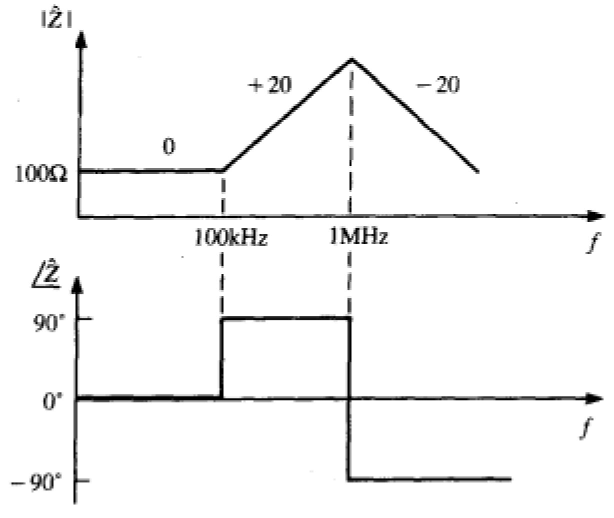


图 P5.10.1

5.13 机械开关

5.13.1 对于如图6-53所示的$R-C$开关保护电路，设$V_{dc}=50\ V$，$R_L=500\Omega$，$L=10\text{mH}$，$I_A=0.25\text{A}$，开关开合速度为0.1m/s。求可使触电受到保护的R和C的范围。[$C>0.1\mu\text{F}$, $200\Omega<R<500\Omega$]

[375]

参考文献

1. C. R. Paul and S. A. Nasar, *Introduction to Electromangetic Fields*, 2nd edn., McGraw-Hill, New York, 1987.
2. C. R. Paul and W. W. Everett, III, *Lumped Model Approximations of Transmission Lines: Effect of Load Impedances on Accuracy*, Technical Report, Rome Air Development Center, Griffiss AFB, NY, RADC-TR-82-286, Vol. IV. E (Aug. 1984).
3. J. C. Clements, C. R. Paul, and A. T. Adams, Two-dimensional systems of dielectric-coated, cylindrical conductors, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-17**, 238-248 (1975).
4. C. R. Paul, *Fundamentals of Electric Circuit Analysis*, Wiley, New York, 2001.
5. C. R. Paul, *Analysis of Linear Circuits*, McGraw-Hill, New York, 1989.
6. H. W. Ott, *Noise Reduction Techniques*, In *Electronic Systems*, 2nd edn., Wiley-Inter-science, New York, 1988.
7. J. C. Englebrecht and K. Hermes, *A Study of Decoupling Capacitors for EMI Reduction*, Technical Report, International Business Machines, TR-51.0152, May 1984.
8. D. M. Hanttula and S. W. Wong, Case study – effect of analog buffer amplifier on radiated emissions, *Proc. 1985 IEEE Int. Symp. Electromagnetic Compatibility*, Wake-field, MA, Aug. 1985.
9. C. R. Paul, S. A. Nasar, and L.E. Unnewehr, *Introduction to Electrical Engineering*, McGraw-Hill, New York, 1986.
10. D. R. Kerns, Integrated circuit construction and its effect on EMC performance, *Proc. 1984 IEEE Symp. Electromagnetic Compatibility*, San Antonio, TX, April 1984.
11. R. Holm, *Electric Contacts, Theory and Application*, 4th edn., Springer-Verlag, Berlin, 1967.
12. H. N. Wagar, Performance principles of switching contacts, *Physical Design of Electronic Systems*, Vol. 3. *Integrated*

Device and Connection Technology (Bell Laboratories), Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1971, Chapter 9.

13. J. D. Cobine, *Gaseous Conductors*, Dover, New York, 1958.
14. A. M. Curtis, Contact phenomena in telephone switching circuits, *Bell Syst. Tech. J.* **19**, 40-62 (1940).
15. G. W. Mills, The mechanism of the showering arc, *IEEE Trans. Parts, Mater. Pack.*, **PMP-5**, 47- 55 (1969).
16. E. K. Howell, How switches produce electrical noise, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-21**, 162- 170 (1979).
17. S. A. Hall, C. R. Paul, K. B. Hardin, and A. E. Nielsen, Prediction of crosstalk due to showering arcs at switch contacts, *Proc. 1991 IEEE Int. Symp. Electromagnetic Compatability*, Cherry Hill, NJ, Aug. 1991.

376

第6章　传导发射与传导抗扰度

本章要研究产品产生的沿交流电源线耦合的传导发射机理。因为产品要与安装地点的公用电网相连，所以管理机构规定了强制性的*传导发射*限值。公用电网是一个庞大网络，通过交流电源线连接着不同的功率输出装置。这形成了一个巨大的"天线"系统，能使传导发射十分有效地辐射出去，对其他电子系统造成干扰。因此，传导发射可以引起辐射发射，从而造成干扰。通常减小传导发射比减小辐射发射更容易些，因为只有一条发射途径需要控制：产品的电源线。然而，*产品不符合传导发射限值时，是否满足辐射发射还在研究当中*。因此，控制产品的传导发射与控制产品的辐射发射同样重要。

再者，电子产品生产厂商还意识到仅仅满足传导发射和辐射发射的限值，从EMC角度看还不是一个完整设计。一个产品必须对存在于电网中的骚扰不敏感，以保证产品可靠运行。例如，雷电可能击中给装置供电的传输电源线，导致骚扰，引起市电网络的安全中断（没有产品能经受得住），或由电源系统的电路故障引起的电源暂时中断（产品能经受得住，数据或功能不丢失）。传导发射限值是为了控制沿公用电网传播的噪声电流引起*辐射发射*干扰的潜能而制定的。通常，这些噪声电流很小，通过交流电源线进入设备对设备造成直接的干扰。只有像雷击这样的骚扰才有足够的强度直接通过电网传导（进入设备对设备造成干扰）。这种类型的干扰代表了*传导敏感度*问题，这是生产厂商意识到并且正在努力研究的问题。

6.1　传导发射测量

理解用于验证产品是否符合传导发射规定限值的传导发射测试过程非常重要，这已在2.1.4节中作了讨论。FCC和CISPR22的传导发射限值为150kHz~30MHz（见图2-1）。进行符合性发射测试时，电网插座和被测设备的交流电源线之间需要插入*线性阻抗稳定网络*（LISN）来测量。典型的测试配置如图6-1所示。产品的交流电源线插入LISN的输

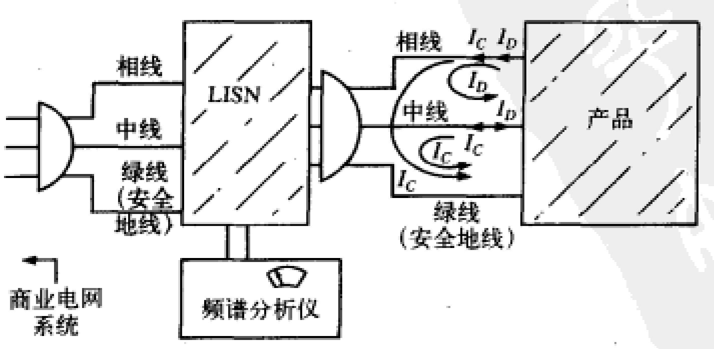


图6-1　在产品的传导发射测量中线性阻抗稳定网络（LISN）的使用举例

入端，LISN的输出插入商业电网的插座，交流电经过LISN给产品供电。频谱分析仪与LISN相连，测量产品的传导发射。

6.1.1　线性阻抗稳定网络（LISN）

传导发射测试的目的是测量存在于产品电源线上的噪声电流。这种发射可以简单地用电流探头来测量。然而测试场地的测试数据的一致性要求致使这些简单测量法很不现实。在整个测量频率范围内，对于不同建筑物、不同插座从交流电源系统的墙面插座看进去的阻抗有很大的变化[1]。这种负载阻抗的变化影响到从电源线传导出去的噪声电流的大小。为了保证测试场地之间的一致性，各试验场地从产品交流电源线看进去的阻抗必须是稳定的。这是LISN的第一个目标——在整个传导发射测量频率范围内，给产品电源线提供一个稳定的阻抗。另外，测试场地不同，电源网上存在的噪声大小也不同。“外部”噪声通过交流电源线进入产品，除非能消除一些，否则就会叠加到测量的传导发射上。希望测量的只是产品的传导发射，这给出了LISN的第二个目标——隔离被测设备以外的传导发射而仅测量被测产品的传导发射。因此，LISN的两个作用是：（1）在相线和安全地线（绿线）之间、中线和安全地线之间提供一个稳定的阻抗（50Ω）；（2）防止电网上的外部传导噪声干扰测量。这两个目标只在传导发射测量频段内（150kHz~30MHz）被满足。对LISN的另外一种微妙的要求是LISN应能通过产品工作需要的60Hz（50Hz）电源。

378

规定LISN用于传导发射的测量，如图6-2所示。公用电网上相线和绿线之间、中线和绿线之间的1μF电容可以旁路电网上的外部噪声，防止该噪声电流流入测量仪器而干扰测量数据。同样地，50μH电感的作用也是阻隔该噪声。另一个0.1μF电容为隔直电容，防止接收机的输入端过载。在FCC规定限值的频率范围的低端150kHz和高端30MHz，计算这些元件的阻抗是有启发意义的，它们为：

元　件	Z_{150kHz}	Z_{30MHz}
50μH	47.1Ω	9424.8Ω
0.1μF	10.61Ω	0.053Ω
1μF	1.06Ω	0.005 3Ω

379

因此，电容在测量频率范围内为低阻抗，而电感表现为高阻抗。在去掉50Ω电阻的情况下，1kΩ电阻为0.1μF电容提供静电放电通路。50Ω电阻与1kΩ电阻并联。一个50Ω的电阻是测量接收机（频谱分析仪）的输入阻抗，而另一个是50Ω虚拟负载，保证相线和安全地线之间、中线和安全地线之间的阻抗一直为大约50Ω。测量电压记作$\hat{V}_P$和$\hat{V}_N$，分别在相线和安全地线之间、中线和安全地线之间测量。相线电压和中线电压都必须在整个规定传导发射限值的频率范围内测量并且都必须小于传导发射限值。现在来分析为什么传导发射限值以电压的形式来规定，而事实上人们感兴趣的是传导发射电流。相线电流$\hat{I}_P$和中线电流$\hat{I}_N$与测量电压间的关系为：

$$\hat{V}_P = 50\hat{I}_P \tag{6.1a}$$

$$\hat{V}_N = 50\hat{I}_N \tag{6.1b}$$

其中，假设在测量频率范围内，LISN的电容为短路，电感为开路。因此，测量电压直

接与通过相线和中线存在于产品中的噪声电流相关。

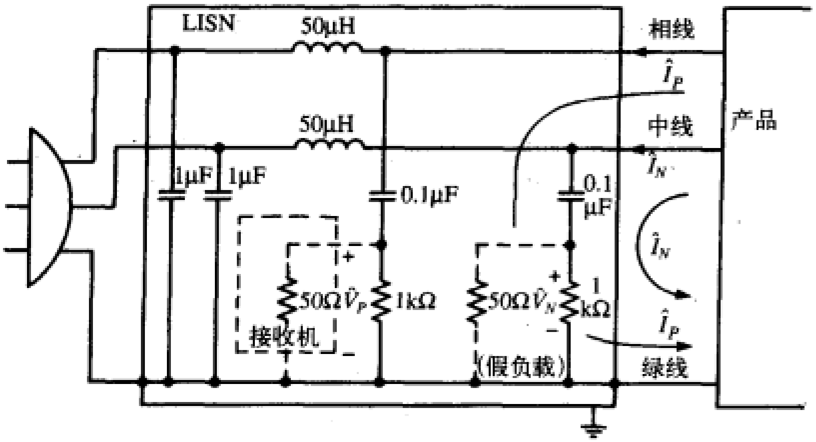


图6-2 LISN电路的举例说明

LISN的电容（电感）在整个传导发射测量频率范围内本质上是短路（开路）电路。因此，如图6-3所示，LISN的等效电路是相线和安全地线、中线和安全地线之间的50Ω电阻。当电源频率为60Hz时，电感的阻抗为18.8mΩ，0.1μF电容的阻抗是2.7kΩ。因此60Hz时，LISN实际上不起作用，只给产品提供工作交流电源。 380

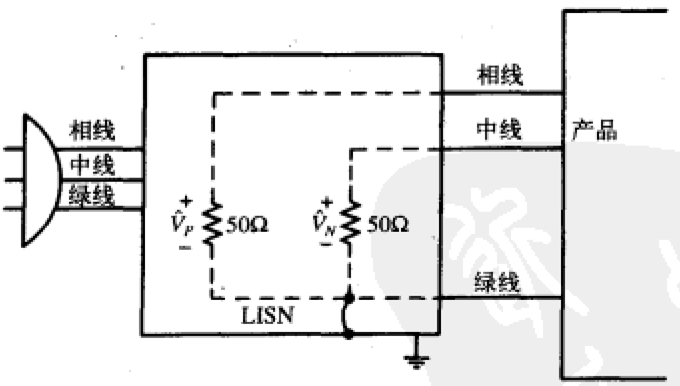


图6-3 在传导发射规定频率范围内的LISN等效电路

最后指出，符合性设计的目的就是阻止规定限值的频率范围内的电流通过LISN的50Ω电阻流入。规定限值的频率范围以外的发射是否符合传导限值是无关紧要的，但是，对于某些产品在造成其他产品的干扰方面也可能很重要，为了生产合格的产品，在设计过程中带外发射也不能完全忽略。通过LISN测量到的在规定频率范围内存在于产品电源线上的任何电流都会导致产品不符合限值。最常见的例子是电源线上存在的系统晶振的时钟信号谐波。例如，假设系统的时钟为10MHz，如果该信号耦合到交流电源线上，那么，就会在规定频率范围内（10MHz、20MHz和30MHz）给LISN提供信号。虽然电源线不是“有意运载”这些电流，但它们存在于电源线上时，就会通过LISN被测量到并可能导致产品不符合规定限值。

6.1.2　共模和差模电流

如图6-3所示，将LISN表示为相线和绿线、中线和绿线之间的50Ω电阻（在传导发射规定限值的频率范围内的理想特性）简化了传导发射的分析。被测电压就是用来验证是否符合规定限值50Ω电阻两端的电压，记作 $\hat{V}_P$ 和 $\hat{V}_N$。根据式（6.1），这些电压通过欧姆定律与发射电流联系起来。如图6-4所示，与辐射发射的情况一样，可以将电流分解成从相线流出从中线返回的差模电流和从相线、中线流出从绿线返回的共模电流：

381

$$\hat{I}_P = \hat{I}_C + \hat{I}_D \tag{6.2a}$$

$$\hat{I}_N = \hat{I}_C - \hat{I}_D \tag{6.2b}$$

解得：

$$\hat{I}_D = 1/2(\hat{I}_P - \hat{I}_N) \tag{6.3a}$$

$$\hat{I}_C = 1/2(\hat{I}_P + \hat{I}_N) \tag{6.3b}$$

被测电压为：

$$\hat{V}_P = 50(\hat{I}_C + \hat{I}_D) \tag{6.4a}$$

$$\hat{V}_N = 50(\hat{I}_C - \hat{I}_D) \tag{6.4b}$$

382

与辐射发射相反，在传导发射中共模电流与差模电流的数量级一样或超过差模电流。下面用实验结果来证明这一重要事实。因此，不应该假设共模电流对传导发射没有影响。传导发射符合性测试中的差模电流不是60Hz电源线上的工作电流。观察到差模电流从一个50Ω电阻流入，从另一个50Ω电阻流出；而共模电流同时从两个50Ω电阻流入。因此，每相电流的作用是加到 $\hat{V}_P$ 中和从 $\hat{V}_N$ 中减去。因此，当共模和差模电流的幅度相等时，相线和中线上的电压不同。通常，某一分量相比另一分量是主要的，那么相线电压和中线电压的幅度近似相等：

$$\hat{V}_P = 50\hat{I}_C, \quad \hat{I}_C \gg \hat{I}_D \tag{6.5a}$$

$$\hat{V}_N = 50\hat{I}_C, \quad \hat{I}_C \gg \hat{I}_D \tag{6.5b}$$

或者

$$\hat{V}_P = 50\hat{I}_D, \quad \hat{I}_D \gg \hat{I}_C \tag{6.6a}$$

$$\hat{V}_N = -50\hat{I}_D, \quad \hat{I}_D \gg \hat{I}_C \tag{6.6b}$$

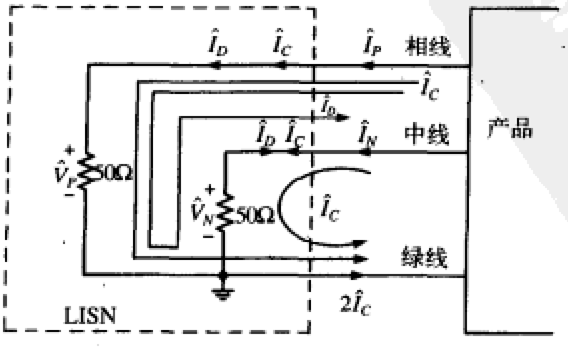
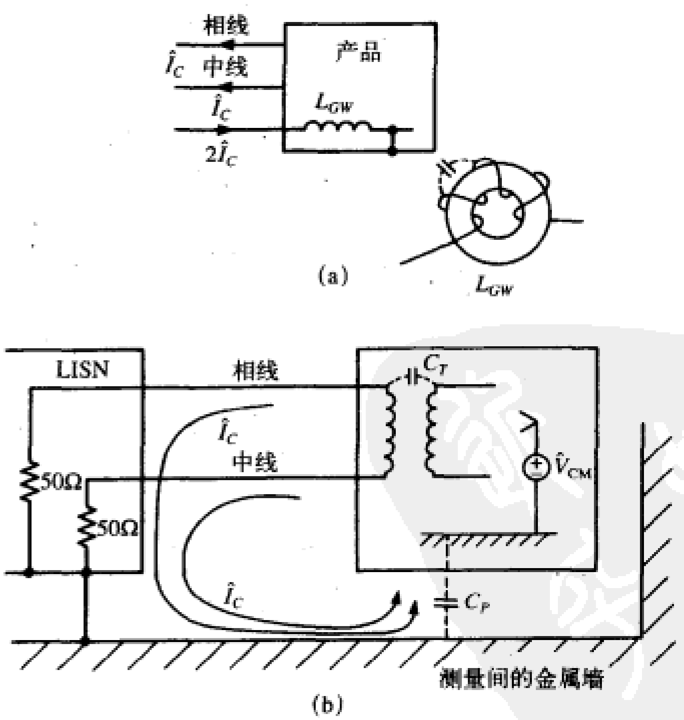


图6-4　差模电流和共模电流对被测传导发射的贡献

实际上，所有产品都包含电源滤波器，作为在噪声电流通过电源线进入产品之前的最后电路，然后经过LISN。电源滤波器包括既能降低差模电流、又能降低共模电流的器件。把总电流分解成差模和共模电流是为了便于滤波器元件的实现，这些元件中只有其中的一种是设计电源滤波器的关键，能有效降低产品的传导发射，使产品符合规定限值。

两种常见的阻隔共模电流通路的方法如图6-5所示。很多电子产品中在绿线上放置电感，如图6-5a所示在绿线进入产品的入口处放置。电感在传导发射规定限值的频率范围内对共模电流而言为高阻抗，但故障电流的通路仍然存在提供绿线的雷击防护。出于安全原因，不希望在绿线上焊接电感，因为焊点有可能断裂，导致绿线断开而存在潜在的雷击危害。为了避免这种情况发生，把绿线在铁氧体磁环上绕几圈构成电感（该电感在传导发射限值的频率范围内具有合适的特性）。这种绿线上的电感的典型值是0.5mH，在规定限值的频率低端上（150kHz）为471Ω。有人可能设想电感在传导发射的频率上限30MHz时的阻抗会有所增加，但实际上这不是真的。如第5章中所讨论的，磁环线圈之间的分布电容会导致其高频性能变差。 383



（a）绿线电感；（b）两线产品

图6-5　减小共模电流对传导发射的影响的方法

阻断共模电流通路的另一种方法是构造所谓的“两线产品”。电源线只包含相线和中线，没有安全地线。两线产品存在潜在的雷击危险，因为电源供电系统的中线直接与大地相连（在配电盘入口处），相线与大地相比很“热”。由于不能保证用户总是把电源

线插头插入插座正确的插孔中，所以不可能把中线与机壳相连。如果用户把产品的插头插入电源插座错误的插孔中，那么，机壳相对于大地很“热”，设置了一个很明显的雷击危险。两线产品避免这个问题的办法是在产品电源入口处使用60Hz的变压器，如图6-5b所示。机壳与变压器次级相连，不直接与相线或中线相连。这种类型产品中绿线的去掉通常被认为能消除共模电流。但由于图6-5b所示的原因，这不一定是正确的。产品机壳与测试场地金属墙面之间的分布电容提供了返回LISN的等效绿线（要求必须与测试场地的接地面相连）。产品电子电路与产品机架之间的任何共模电压都会驱动共模电流流经这条通路。变压器初级与次级之间的分布电容也存在。

384

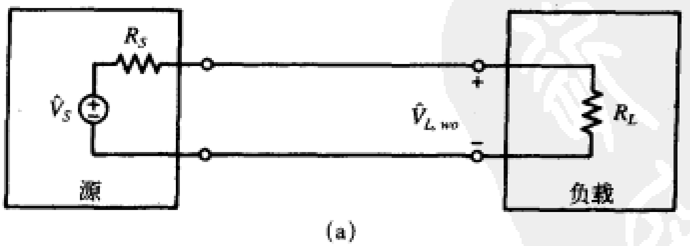
6.2 电源滤波器

实际上如果不在产品电源线的出口处插入某种形式的电源滤波器，那么现在没有任何电子产品能符合传导发射规定的要求。一些产品可能看上去没有包含滤波器，但实际上存在滤波器。例如，在双线产品中或当使用线性电源时，产品在电源入口处使用了60Hz的大变压器。变压器的正确设计能提供内在的滤波作用，因此，在某些情况下，可能需要一种“无意”滤波器。本节主要研究无意电源滤波器的设计。

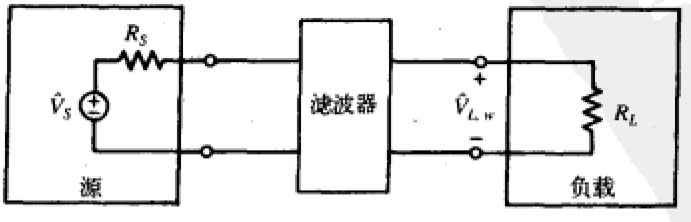
6.2.1 滤波器的基本特性

从滤波器的特性开始讨论。电子工程中的所有领域都使用滤波器，如通信、信号处理和自动控制。关于这种类型的滤波器的设计资料很多。读者要注意的是用来减小传导发射的电源滤波器很少利用这些传统滤波器的设计方法来设计。不过，对传统滤波器的基本原理的讨论有助于发现所有滤波器通用的基本原理。

滤波器典型的特性指标是插入损耗（IL），一般用dB表示。现在考虑如图6-6a所示的给负载提供信号的问题。为了防止源的某些频率分量到达负载，在源和负载之间插入



(a)



(b)

（a）无滤波器时的负载电压，（b）插入滤波器后的负载电压

图6-6 滤波器插入损耗的定义

一个滤波器，如图6-6b所示。未插入滤波器时负载电压用$\hat{V}_{L,wo}$表示，插入滤波器后负载电压用$\hat{V}_{L,w}$表示。滤波器的插入损耗定义为：

$$\mathrm{IL_{dB}} = 10\log_{10}\left(\frac{P_{L,wo}}{P_{L,w}}\right) = 10\log_{10}\left(\frac{V_{L,wo}^2/R_L}{V_{L,w}^2/R_L}\right) = 20\log_{10}\left(\frac{V_{L,wo}}{V_{L,w}}\right) \tag{6.7}$$

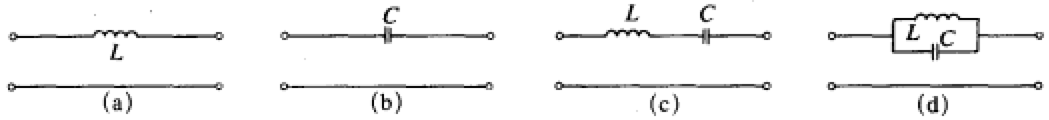
[385]

注意，该等式中的电压没有用符号(ˆ)表示，因此只表示电压幅度。由于滤波器的插入，插入损耗会减小某一频率上的负载电压。通带插入损耗表现为频率的函数。

如图6-7所示为一些简单的滤波器，可以用第5章中所讨论的方法来分析。例如，求解如图6-7a所示的低通滤波器的插入损耗。无滤波器时的负载电压可以很容易地由图6-6a得到：

$$\hat{V}_{L,wo} = \frac{R_L}{R_S + R_L}\hat{V}_S \tag{6.8}$$

[386]



(a) 低通；(b) 高通；(c) 带通；(d) 带阻

图6-7 四种简单滤波器

插入滤波器后的负载电压为：

$$\hat{V}_{L,w} = \frac{R_L}{R_S + \mathrm{j}\omega L + R_L}\hat{V}_S = \frac{R_L}{R_L + R_S}\frac{1}{1 + \mathrm{j}\omega L/(R_S + R_L)}\hat{V}_S \tag{6.9}$$

插入损耗是式（6.8）与式（6.9）之比：

$$\mathrm{IL} = 20\log_{10}\left|1 + \frac{\mathrm{j}\omega L}{R_S + R_L}\right| = 20\log_{10}\left[\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}\right] = 10\log_{10}[1 + (\omega\tau)^2] \tag{6.10}$$

其中，

$$\tau = \frac{L}{R_S + R_L} \tag{6.11}$$

是电路的时间常数。插入损耗曲线从直流的0dB到$\omega_{3\mathrm{dB}} = 1/\tau$点的3dB，以后以20dB/10倍频的速率增加。因此，低通滤波器能通过直流到$\omega_{3\mathrm{dB}}$的频率分量，其他较高的频率分量衰减很快。3dB点以上频率的插入损耗的表达式简化为：

$$\mathrm{IL} \cong 10\log_{10}[(\omega\tau)^2] = 20\log_{10}\omega\tau = 20\log_{10}\left(\frac{\omega L}{R_S + R_L}\right) \quad \omega \gg \frac{1}{\tau} \tag{6.12}$$

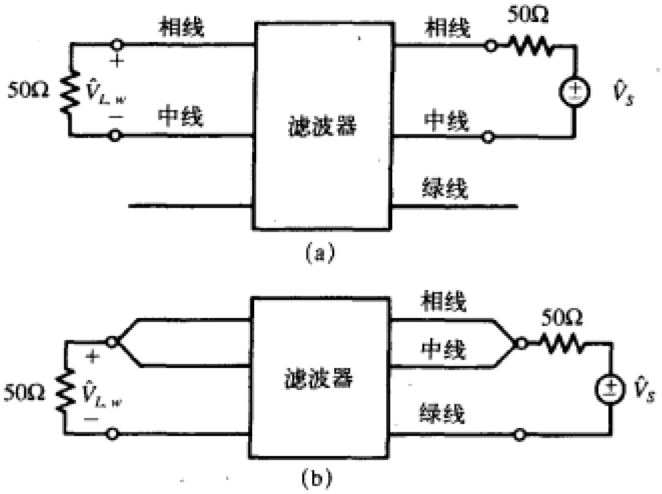
[387]

其他滤波器的分析类似。

上述例子举例说明了重要的一点：某个滤波器的插入损耗取决于源和负载的阻抗，因此不能独立于终端阻抗而给出。大多数滤波器厂商都提供了滤波器插入损耗的频响曲线，由于插入损耗取决于源和负载的阻抗，那么这些指标中如何假设源和负载的阻抗值呢？答案很明显——那就是假定$R_S = R_L = 50\Omega$。这里引出了另一个重点：基于50Ω源和负载阻抗的与滤波器性能有关的插入损耗指标在传导发射测试中怎样起作用呢？考虑滤波器在测试中的使用。负载阻抗与相线和绿线之间、中线和绿线之间的LISN的50Ω阻抗相对应。然而，在典型的配置中，R_L是从电网看进去的阻抗，为50Ω是令人怀疑的。

那么源阻抗R_S是多少呢？答案不得而知，因为源阻抗需要从产品电源输入端看进去，为50Ω且在传导发射测试的频率范围内为常数是令人怀疑的。所以使用厂家提供的插入损耗数据来评价滤波器在产品中的性能可能得不到理想的结果。

有两种电流必须减小：共模电流和差模电流。滤波器厂家通常分别给出针对不同电流的插入损耗。这些数据的获得如图6-8所示。如图6-8a所示，绿线端差模插入损耗的测量，绿线不连接，相线和中线构成被测电路，由于差模电流定义为从相线流出，经中线返回，所以绿线上没有差模电流。对于共模电流测试，相线和中线连接在一起，形成如图6-8b所示的带绿线的测试电路。再次假设源和负载阻抗都是50Ω。



(a)差模；(b) 共模

图6-8　插入损耗测量

388

6.2.2　通用电源滤波器的拓扑结构

最常见的电源滤波器的拓扑结构是如图6-9所示的某一滤波器的拓扑结构，读者应

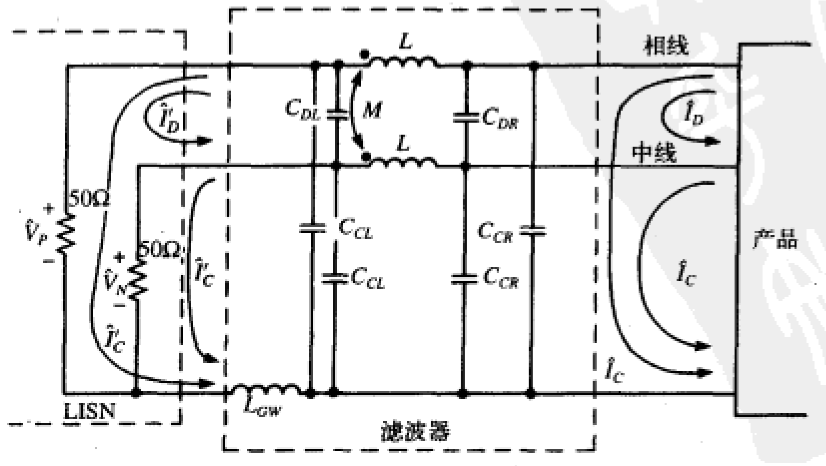


图6-9　典型的滤波器拓扑结构

注意滤波器的拓扑结构构成了一种π型结构。产品输出端的差模电流和共模电流（通常为产品电源的输入端）用$\hat{I}_D$、$\hat{I}_C$表示，而在LISN输入端的电流（滤波器的输出端）用$\hat{I}'_D$、$\hat{I}'_C$表示。滤波器的目的是减小不带撇号的电流相对于初级电流的电平。初级电流电平$\hat{I}_D$、$\hat{I}_C$所对应的测量电压为：

$$\hat{V}_P = 50(\hat{I}'_C + \hat{I}'_D) \tag{6.13a}$$

$$\hat{V}_N = 50(\hat{I}'_C - \hat{I}'_D) \tag{6.13b}$$

它们必须在规定限值的频率范围内的所有频点上小于传导发射限值。389

6.2.3 滤波器元件对共模和差模电流的影响

如上述讨论的，在滤波器输出与LISN输入之间的绿线中包含的电感L_{GW}能阻隔共模电流。相线和中线之间包含的电容C_{DL}、C_{DR}可旁路差模电流，它们被认为是线间电容。电容具有安全机构验证的绝缘性能，适合用作线间电容的被认为是“X型电容”。下标L和R表示安装在滤波器的左侧和右侧。相线与绿线之间，中线与绿线之间包含的电容C_{CL}、C_{CR}旁路共模电流，这里指的是线地电容。电容具有安全机构验证的绝缘性能，适合用作线地电容的被认为是“Y型电容”。原因是所需要的不同电容都出于安全考虑。例如，假设一个Y型线地电容短路。如果该电容与相线相连，那么120V电压将与绿线相连，常常会直接加到产品机架上，这就代表了明显的触电隐患。另外，如UL等美国安全机构规定了最大的漏电流，60Hz时漏电流可流经线地电容，以使由漏电流导致的触电危险降到最低。这限制了可能用于滤波器的线地电容的最大值。

复习题6.1 求满足150μA漏泄电流要求的线对地电容的最大值。

答案：3316pF。390

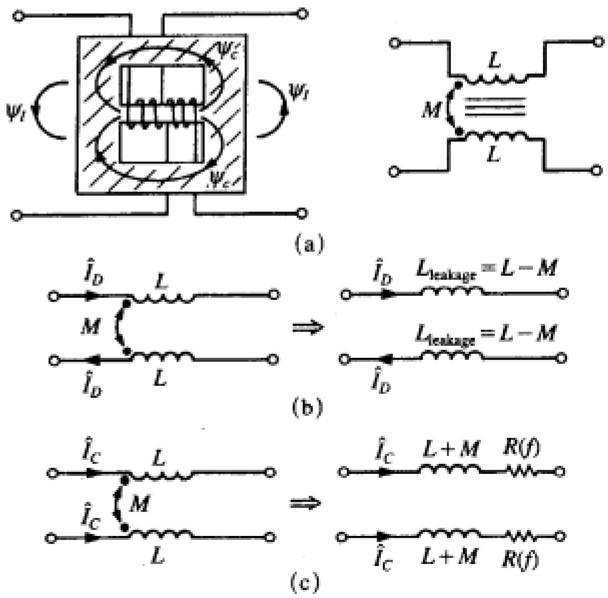
一些滤波器只在左边或右边包含电容，一些滤波器则两边都包含。还有其他一些滤波器可能只含有C_{DL}和C_{CL}，而省略了C_{DR}和C_{CR}。电容的典型值为$C_D \cong 0.047\mu F$，$C_C \cong 2200pF$。可观察到左边的线地电容C_{CL}与LISN的50Ω电阻并联。因此，如果在所关心的频率上它们的阻抗不明显低于50Ω，那么电容对旁路共模电流无效。为判断左边的线地电容是否有效，先计算典型电容值$C_C = 2200pF$的阻抗：1.45MHz时，电容的阻抗为50Ω。因此，电容C_{CL}只有在高于该频率时才对共模电流从50Ω LISN电阻的旁路有效。

所包含的最后一个典型元件——是由耦合电感所代表的共模扼流圈。每个线圈的自电感用L表示，互电感用M表示。通常，该元件由两个绕在公共铁磁芯上的相同的线圈构成（它在传导发射的频率范围内具有合适的特性），变压器也类似，如图6-10a所示。因为绕阻相同，并且紧密绕在同一个磁芯上，所以，互电感近似等于自电感，$L \approx M$，并且耦合系数接近1：

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \cong \frac{M}{L} \cong 1 \tag{6.14}$$

共模扼流圈的目的是用来阻隔共模电流。理想情况下，共模扼流圈不影响差模电流，这在第5章中已经讨论过，但是这里有必要重复一下。如图6-10b所示，只考虑流过线圈的差模电流。计算扼流圈两端的电压降为：

$$\hat{V} = j\omega L\hat{I}_D - j\omega M\hat{I}_D = j\omega(L - M)\hat{I}_D \tag{6.15}$$



(a) 物理结构和等效电路；(b) 差模电流的等效电路；(c) 共模电流的等效电路

391

图6-10 使用共模扼流圈抑制共模传导发射

因此，共模扼流圈在每根导线中插入了与差模电流有关的电感$L-M$，这就是通常所指的漏电感，是由于一部分磁通从线圈中泄漏出来，没有在绕组之间耦合所造成的。理想情况下，$L-M=0$，共模扼流圈不影响差模电流。可以看到实际线圈的漏电感不为0，在阻隔差模电流中起了重要作用。现在考虑扼流圈对共模电流的作用，如图6-10c所示。计算扼流圈两端的电压降为：

$$\hat{V}=\mathrm{j}\omega L\hat{I}_C+\mathrm{j}\omega M\hat{I}_C=\mathrm{j}\omega(L+M)\hat{I}_C \tag{6.16}$$

可见，共模扼流圈在每根导线中插入了与共模电流有关的电感$L+M$。所以，共模扼流圈能阻隔共模电流。电感的典型值为10mH数量级，因此共模电流阻抗在150kHz时为$\mathrm{j}\omega(L+M)=18850\Omega$，30MHz时为3.77MΩ。强调这只是理想值很重要。线圈之间的寄生电容与典型的铁磁芯材料一样严重影响着扼流圈的频率特性。此外，铁磁芯也对共模电流提供了依赖于频率的电阻$R(f)$。

392

再次强调共模扼流圈的另一个特性是很重要的。除了差模电流中的噪声信号外，还存在着另一种电流——60Hz的高电平电源电流，一般有几个安培。这么大的电流很容易使铁氧体磁芯饱和，因而使其磁导率降低为接近空气的磁导率。扼流圈抑制共模电流的能力取决于所得到的较大的L、M值，而L、M又取决于具有高磁导率的铁磁芯。如果铁磁芯材料被60Hz的高电平电流所饱和，那么就不能获得足够高的感抗去抑制共模电流。另一方面，不希望扼流圈两端产生较大的电源压降。实际上，差模电流的磁通量会在线圈中抵消，因为线圈在铁磁芯上的缠绕方式意味着在理想情况下，扼流圈对差模电流不提供任何阻抗，即对于差模电流来说是透明的（甚至在60Hz）。因此，60Hz的磁通量在铁芯中相互抵消，不会使磁芯饱和，这是共模扼流圈的另一个优点。

现在建立一些等效电路来代表滤波器对共模、差模电流的作用。假设滤波器关于相线和中线对称，那么，这意味着相线—绿色地线电路和中线—绿色地线电路相同。这对如图6-9所示的通用滤波器是正确的。相线绿线之间线对地电容与中线绿线之间的电容相同，共模扼流圈两边的自电感也相同。通常都是这样，因为构成一个非对称结构的滤波器看上去没有什么优点。首先考虑对共模电流的影响，如图6-11所示。将共模电流模拟为电流源。由于结构的对称性，假设共模电流相同，如图6-11所示。列出网孔方程，证明如图6-11所示的等效电路能表示每个共模电流。直觉上很明显扼流圈表现为电感$L+M$，而线间电容不起作用。由于$2\hat{I}_C$流过绿色的地线，因此，绿线的电感为原来的2倍。从该等效电路可得到一个重要结论，即该电路举例说明了绿线电感L_{GW}对抑制共模电流起作用。假设左边的线地电容不存在，$C_{CL}=0$。如图6-11所示的等效电路表明等效绿线电感$2L_{GW}$与共模扼流圈的等效电感$L+M$及LISN的50Ω电阻相串联。这些电感的典型值为$2L_{GW}=2\text{mH}$，$L+M=55\text{mH}$。这表明共模扼流圈的阻抗较绿线电感的阻抗起主要作用。因此，绿线电感的作用很小或不起作用。为了使绿线电感起作用，左边必须有线地电容，$C_{CL}=0$。为了举例说明这一点，利用分流公式计算流过LISN50Ω电阻的电流与流过共模扼流圈$L+M$的电流之比：

393

$$\frac{I_{\text{LISN}}}{I_{\text{Choke}}}=\frac{\dfrac{1}{j\omega C_{CL}}}{50+j\omega 2L_{GW}+\dfrac{1}{j\omega C_{CL}}}=\frac{1}{1-\omega^2 2L_{GW}C_{CL}+j\omega 50C_{CL}}$$

如果画出它随频率变化的曲线，可以看到它由0dB/10倍频（$I_{\text{LISN}}/I_{\text{choke}}=1$）斜率的曲线构成，频率范围为从直流到截止频率：

$$f_0=\frac{1}{2\pi\sqrt{2L_{GW}C_{CL}}}$$

在高于此频率后，曲线斜率为−40dB/10倍频。绿线电线具有很显著的作用，元件的典型值为$L_{GW}=1\text{mH}$，$C_{CL}=3300\text{pF}$，断点频率为$f_0=62\text{kHz}$，低于传导发射频率低端15kHz。假设绿线电感不存在（$L_{GW}=0$），但左边的线地电容存在（$C_{CL}\neq 0$），则通过LISN50Ω电阻的电流与通过轭流圈等效电路$L+M$的电流之比为：

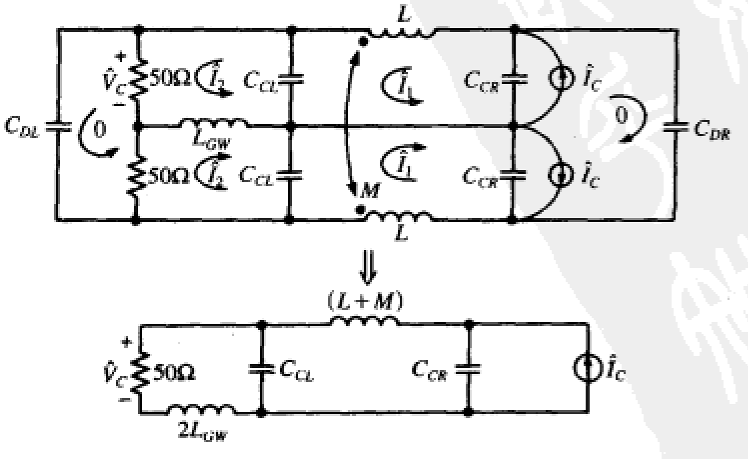


图6-11 针对共模电流的滤波器和LISN的等效电路

394

$$\frac{I_{\text{LISN}}}{I_{\text{Choke}}}=\frac{\frac{1}{j\omega C_{CL}}}{50+\frac{1}{j\omega C_{CL}}}=\frac{1}{1+j\omega 50C_{CL}}$$

画出此结构与频率的关系曲线可见该曲线在从直流到截止频率范围内的曲线斜率为0dB/10倍频（$I_{\text{LISN}}/I_{\text{choke}}=1$）：

$$f_1=\frac{1}{2\pi 50C_{CL}}$$

高于这个频率，曲线以－20dB/10倍频的速率下降。对$C_{CL}=3300\text{pF}$，对应的断点频率为$f_1=965\text{kHz}$或低于1MHz。因此，当绿线电感不存在时，左边的线地电容C_{CL}在高于1MHz时起作用。此结果表明仅当滤波器在LISN一侧的线地电容C_{CL}存在时，绿线电感才能在传导发射规定的频率范围内大大降低传导发射。如果LISN一侧的线地电容不存在，则绿线电感将不起作用。如果滤波器在LISN一侧的线地电容存在而绿线电感不存在（$L_{GW}=0$），则线地电容仅在低于1MHz时起作用，且作用不大。接下来考虑对差模电流的作用。这里也将这些电流模拟为电流源如图6-12所示。再一次，滤波器的对称性要求网孔电流相等。所列的网孔电流方程表明差模电流的等效电路如图6-12所示。注意，线间电容对差模电流表现为2倍，同时也要注意存在线对地电容，因此除了共模电流之外，C_{CL}和C_{CR}也影响差模电流。这通常并不明显，因为线对地电容通常远小于线间电容。然而，如果与线对地电容并联的线间电容不存在，那么线对地电容将影响差模电流。对于理想的共模扼流圈，其$L=M$，所以，对差模电流而言是完全透明的。这再次举例说明要仔细设计共模扼流圈。

395

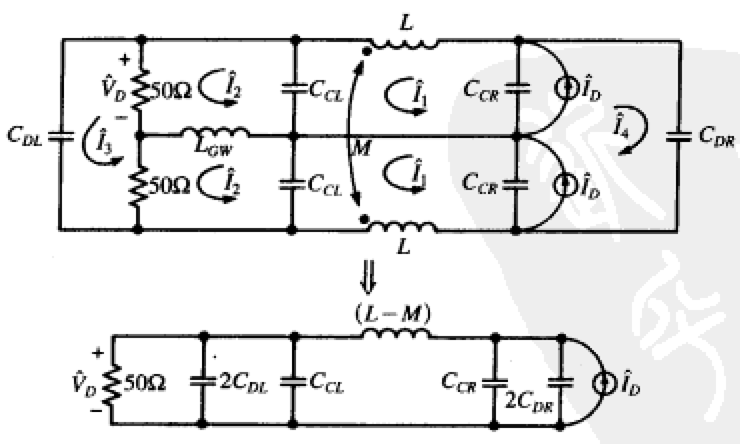


图6-12　针对差模电流的滤波器和LISN的等效电路

6.2.4　出于诊断目的将传导发射分成共模分量和差模分量

以上对电源滤波器的讨论集中于理想滤波器。如果线间的电容是理想的，那么几乎没有差模电流达到LISN。如果共模扼流圈的感抗、线对地电容和绿线的电感足够大，

那么几乎没有共模电流达到LISN。但实际上，这几乎从来没有发生过，即使经仔细设计后完成的滤波器，其产品仍有可能不满足规定的传导发射限值。当产品进行符合性测试时，如果在规定频率范围内的某些频点上不符合限值，那么下一个问题就是如何有效而快速地诊断和纠正问题，使得产品的传导发射符合限值。为了举例说明这是必要的，值得指出作者曾花费很多不必要的时间去改变滤波器的元器件的值并观察到传导发射电平并没有任何变化。产品开发流程并不能容忍这种对解决问题的无效性，必须快速而正确地诊断出问题的根源。电源滤波器的哪个元件需要改变？元件的新值应该为多少？6.3节中将讨论减小传导发射的其他方法，但是这里讨论的电源滤波器是有价值的第一步。

在改变电源滤波器的元件值以减小传导发射的过程中，所认识到的最重要的一点如图6-13所示。图中给出了相线或中线的总电流的典型曲线。总电流被分解成共模和差模电流。虽然相当明显，但指出总电流是如式（6.2）所给出的共模电流与差模电流的和或差是很重要的：

$$\hat{I}_{\text{Total}} = \hat{I}_C \pm \hat{I}_D \tag{6.17}$$

如果一个分量远大于另一个分量，那么总电流就是该主要分量。这看上去很明确地指明了在某一频率范围内一种分量占主导地位。如果改变滤波器以减小占主导地位的分量，那么就能减小总电流。另一方面，如果改变滤波器减小了不占主导地位的分量，那么就不会引起总电流的变化。因此，如果希望在某一频率范围内减小总的传导发射，那么就必须减小在该频率范围内占主导地位的分量。注意到某一频率范围内占主导地位的分量在其他传导发射的频率范围内不一定占主导地位也是很重要的。（见第11章的11.5.1节对“主要分量”这个重要概念的进一步讨论。） 396

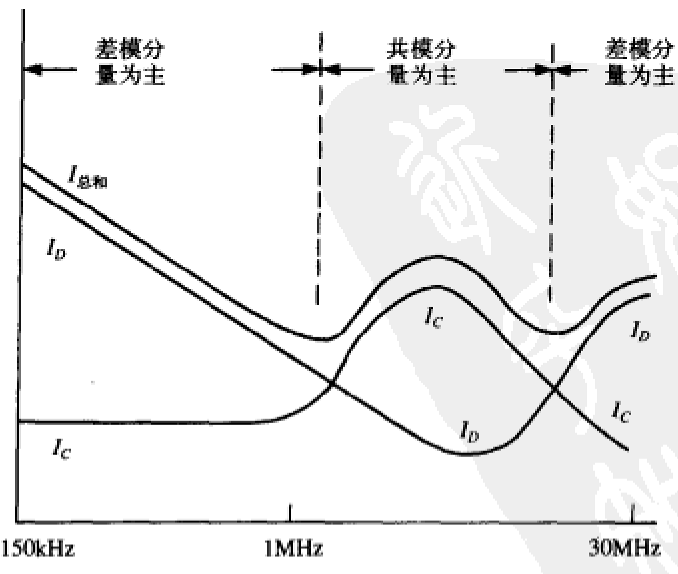


图6-13 在传导发射的特定测试频率范围内会观察到一种电流分量占主导地位，为了降低总的传导发射，必须减小电流的主要分量

现在考虑应如何减小特定的分量。前面看到电源滤波器的每个元件通常只影响一种

分量：差模电流或者共模电流。(差模电路中出现的线对地电容通常远小于与它们并联的线间电容，因此不会影响差模电流。然而，如果没有与它们并联的线间电容，那么它们将影响差模电流)。所以如果需要减小特定（占主导地位）的分量，那么必须改变滤波器影响该分量的元件值。例如，假设某一频率范围内共模分量较差模分量占主导地位，而该频率上传导发射超过了限值，那么增加线间容抗值只能减小差模分量，因而不能减小总的传导发射，因为差模分量在该频率上不是主要的。相反地，假设差模电流分量较共模分量占主导地位，而传导发射超过了限值，那么通过在磁芯上绕更多匝的线圈来增加绿线的感抗，也不会使该频率上的传导发射发生变化，因为差模电流分量不是主要的，这些观察结果很容易解释作者对滤波器元件值的随机改变绝对不会引起总的传导发射的变化；被减小的分量不是主要分量。 397

如果想通过改变电源滤波器的一些元件值快速而正确地减小传导发射，必须知道哪个分量在总的传导发射中是起主导作用的分量。现在需要将传导发射在规定限值的每个频率上分解为共模和差模分量的诊断工具。这种器件在文献[2]中描述。如图6-14所示是这种器件的原理图，如图6-15所示是该器件的照片。这种器件基本上加上或减去了LISN的相线和中线电压，仅给出总的传导发射中的差模分量或共模分量。如果使用两个宽带变压器（平衡不平衡转换器），那么LISN的相线和中线输出电压接入变压器的初级，变压器次级串联一个开关以改变中线电压的极性。因为 $\hat{V}_P = \hat{V}_C + \hat{V}_N$ 和 $\hat{V}_N = \hat{V}_C - \hat{V}_D$，所以和给出了$\hat{V}_C$，差给出了$\hat{V}_D$。

398

$$\hat{V}_P + \hat{V}_N = 2\hat{V}_C \tag{6.18a}$$

$$\hat{V}_P - \hat{V}_N = 2\hat{V}_D \tag{6.18b}$$

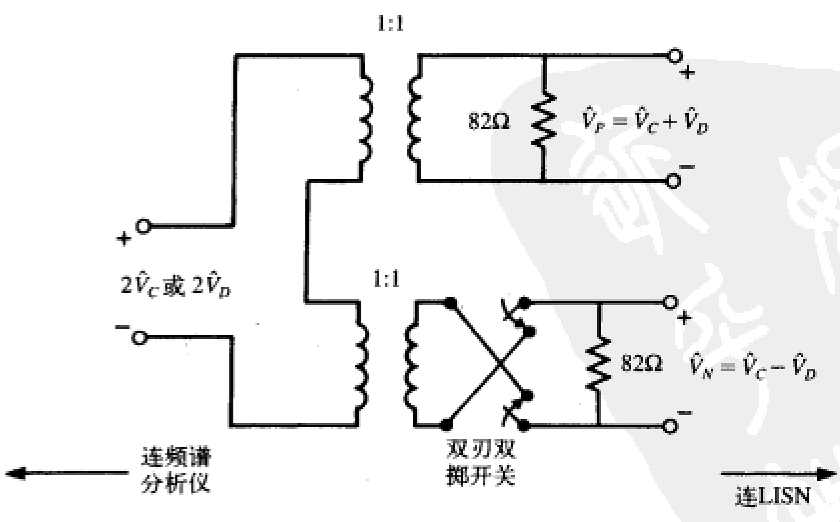


图6-14 分离传导发射共模分量和差模分量的器件的原理图

为了举例说明该器件的有效性并证明电源滤波器的各分立元件对上述观察结果的影响，考虑在参考文献[2]中所描述的实验。测试一款典型的数字设备，被测设备是一台包含开关电源和电源滤波器的数字设备。首先移去电源滤波器，并测量产品的传导发射。如图6-16所示为测试数据。可观察到，传导发射超过了FCC B级限值30dB。把该器件插

入LISN的输出端，各分量也如图6-16所示。可观察到由该器件测量的总传导发射中的共模和差模分量的幅度的数量级相同。然后逐个加入滤波器的元件，并观察它们的作用。首先，加入3300pF的线对地电容，结果如图6-17所示。注意加入线对地电容，减小了等量的共模和差模分量，但仅仅是在约2MHz以上。3300pF的线对地电容可以有效地并联在LISN的50Ω电阻上（见图6-11和图6-12），并因此而给出了1MHz数量级的截止频率，在该频率上阻抗等于50Ω。所以在该频率以上它们将能抑制差模电流和共模电流。接下来增加一个0.1μF的线间电容，结果如图6-18所示。注意到共模分量没有变化而差模分量显著减小，这是合理的。因为电容仅影响差模分量（见图6-12）。根据图6-12，该结果的截止频率应该为当$2C_D+C_C=0.203\mu F$的阻抗等于50Ω时的频率。该频率为15.7kHz大大低于曲线的低频。再接下来加上1mH的绿线电感，结果如图6-19所示。观察到差模分量没有变化而共模分量显著减小了。从图6-11可见，这应该发生在$2L_{GW}$的阻抗等于50Ω时的频率，约为4kHz。最后加上28mH共模扼流圈，结果如图6-20所示，看到加上共模扼流圈没有显著降低共模分量，却大大减小了差模分量。看上去共模扼流圈没有按照所设计的减小共模分量，原因是因为绿线电感已经将共模分量减小到频谱分析仪的本底噪声以下，因此，看不到有进一步的减小。影响差模分量的原因显然是因为非理想的扼流圈存在漏感的缘故。因此，可以推出元件通常不期望的非理想性的额外好处。一些电源在相线和中线中包含小的空芯电感以类似于上面的方式影响差模电流。由于60Hz的高电平差模电流会使磁芯饱和，使铁磁芯不如空气芯电感，所以这儿没必要使用铁磁芯电感。

399

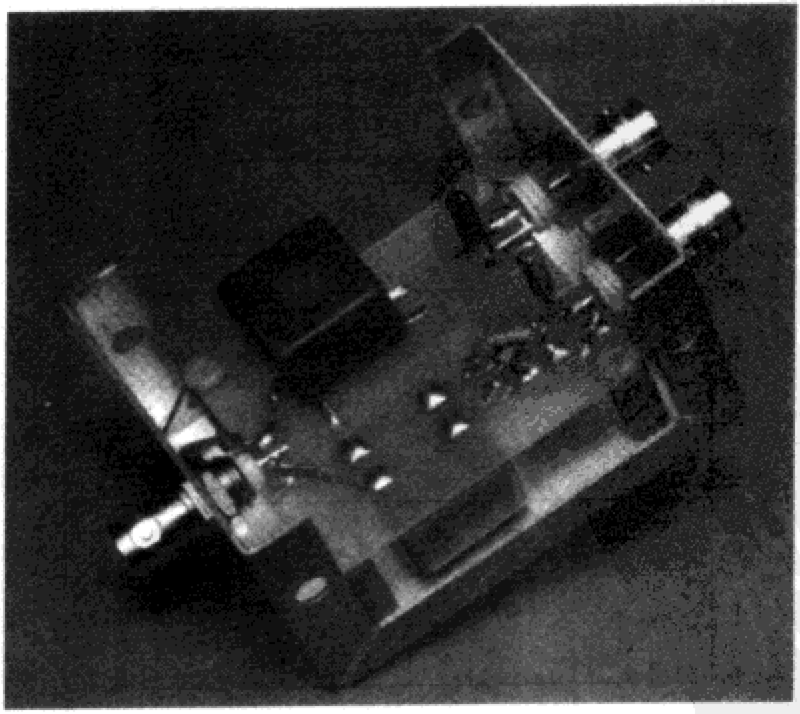


图6-15 图6-14所示器件的照片

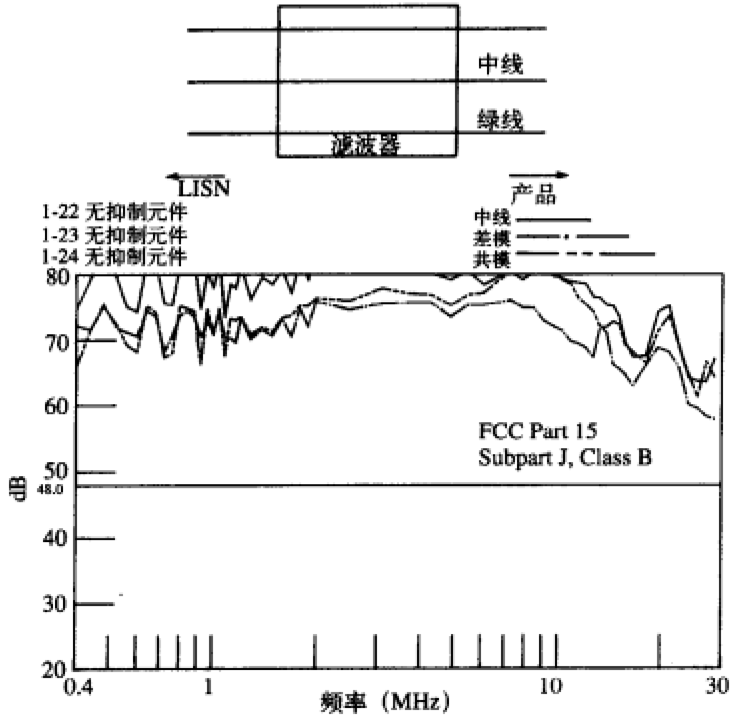


图6-16 没有电源滤波器的典型产品被分解为差模和共模分量的传导发射测量值

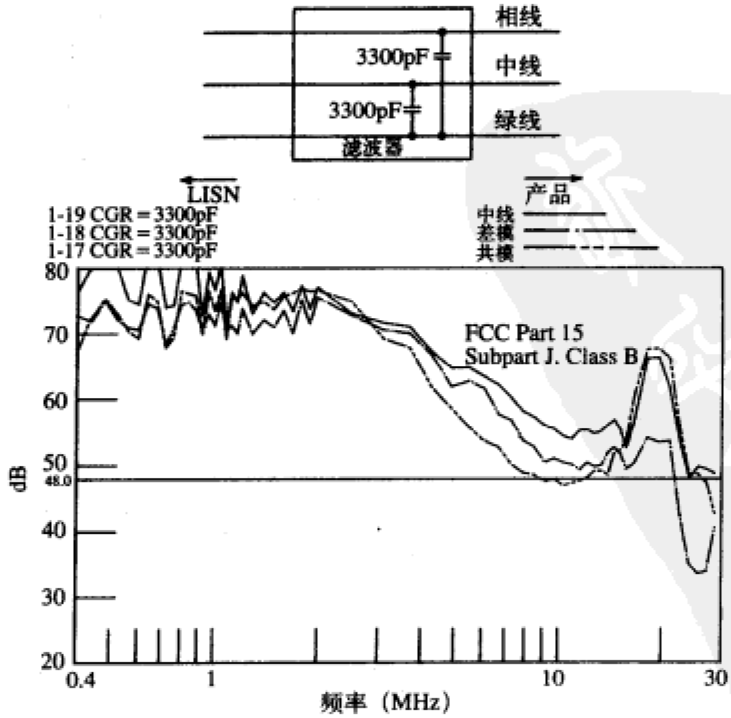


图6-17 加上3300pF线对地电容后的典型产品被分解为差模和共模分量的传导发射测量值

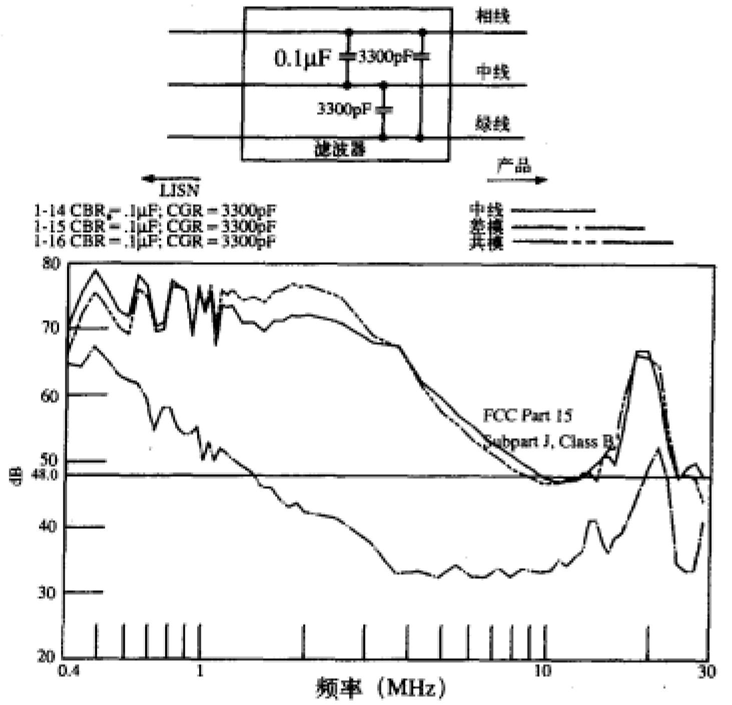


图6-18 加上0.1μF线间电容后典型产品被分解为差模和共模分量的传导发射测量值

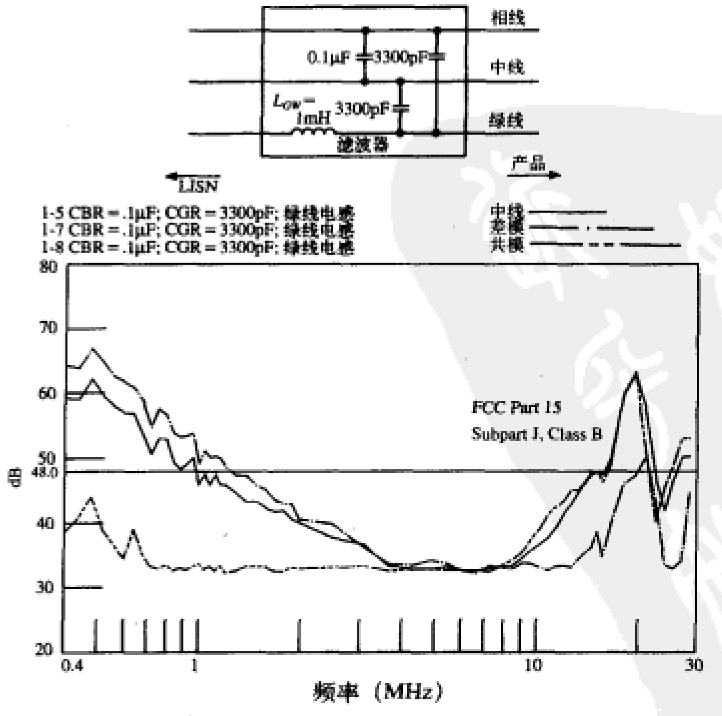
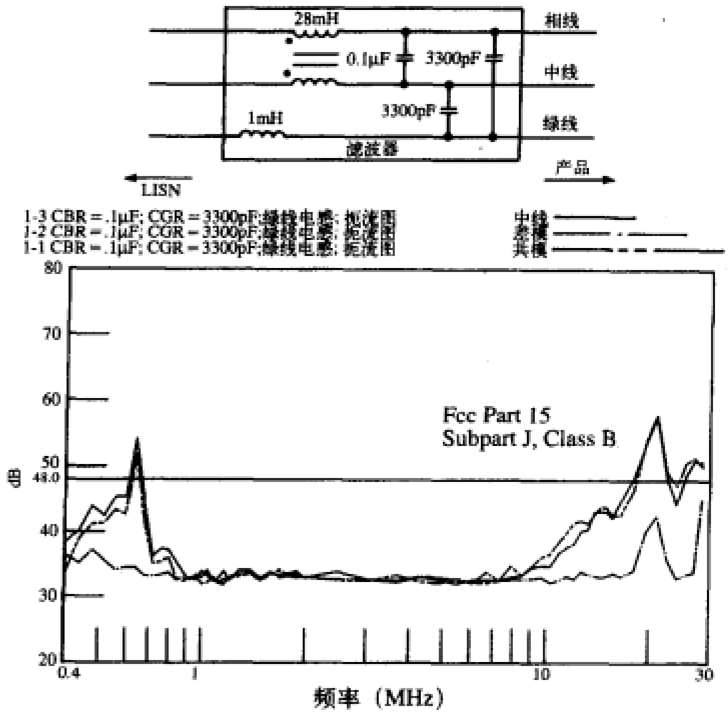


图6-19 加上绿线电感后典型产品被分解为差模和共模分量的传导发射测量值



400～401

图6-20　加上共模扼流圈后典型产品被分解为差模和共模分量的传导发射测量值

6.3　电源

主要的传导发射源一般为产品的电源。接下来将讨论一些重要的特殊例子。例如，在电源线输出端附近所布的线中载有数字数据或者时钟信号将可能导致这些信号耦合到电源线上，通过LISN被测量到而可能导致产品不符合限值。现在来讨论在产品的电源内所产生的噪声。电源内有很多可通过LISN来测量所产生噪声的点。每种类型的电源都有自己产生噪声的特点。前一节中，讨论了用电源滤波器来减小传导发射，代表了减小传导发射的“强有力”方法。然而，任何电源滤波器仅能在某种程度上减小传导发射。减小传导发射最有效的方法是*在噪声源内部抑制它们*，有可能的话应该尝试一下。但是在源中只能在一定程度上减小噪声，依然保证电源的正常功能。如第3章中所讨论的，上升/下降沿尖锐的脉冲具有高频谱分量。类似于开关电源等一些电源为减小能量损耗，依靠快速上升/下降的脉冲进行操作。这种类型的噪声源只能在某些频点上减小噪声，因此必须在保证功能和减小噪声源之间取一折中点。

402～403

考虑产品电源的目的是值得的，产品的电子元器件（晶体管、门电路、微处理器、存储单元等）正常工作时需要直流电压。例如，数字电子元件的正常工作需要+5V直流电压。该电压必须保持在标称值5V的一定容限之内，否则逻辑功能就要被破坏。不管电源负载怎样变化，电源的输出电压都要保持在一定范围之内，这是因为产品的功能是电源的重要函数，这就是所谓的*调节功能*。类似于运算放大器，线性驱动器、接收器和比较器等某些线性电子元器件需要±12V直流电压。产品中还有其他一些元器件需要其他不同的直流电压来正常工作，例如直流和步进电机（直流和步进电机需要30V直流

电压）。将120V，60Hz的市电转换为产品元器件所需要的直流电压电平并在负载变化时保持电压不变是电源的主要功能。 404

6.3.1 线性电源

很多年来，采用线性电源将市电转换为产品的电子器件所需的直流电压是主要方法。典型的线性电源如图6-21所示。开始讨论时，不考虑双极性晶体管。输入端的变压器用来或者升高或者降低市电电压的幅度。然后使用形成全波整流器的两个二极管进行整流。整流器把正弦市电电压转换成脉动直流电压[3]。这种脉动直流电压类似于输入端的交流波形，只是负半周期的波形变成了正的[3]。它具有平均值，换句话说，直流分量V_{DC}。电容C_B（表示大容量电容）的作用是平滑该脉动直流电压，得到具有一些变化但本质上为常数的波形V_{in}，其直流电平为V_{DC}。π型结构的滤波器由两个电容C和一个电感L组成，能减小输出电压的这些变化或波动。如果观察波形的傅里叶展开式，可以发现滤波器必须为截止频率在脉动直流波形基波附近（60Hz）的低通滤波器，能使直流电平通过而抑制波形的高频谐波。仅分离出直流电平是不可能的，所以最终的直流波形具有某些在所希望的直流电平附近的波动。电源设计必须对允许的电压波动作出规定。

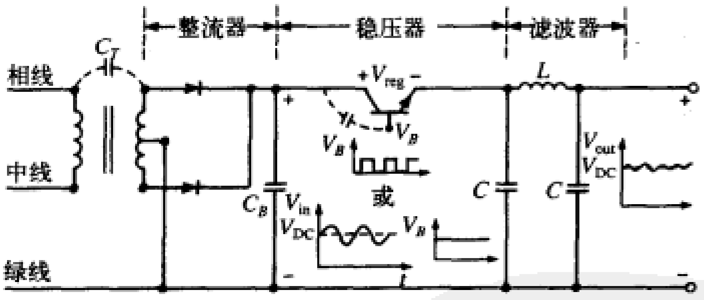


图6-21 线性稳压电源举例

如果对这种直流波形的电平感到满意，并且电源负载保持不变，那么就不需要晶体管。晶体管允许输出的直流电平变化到其他一些所需的电平上，并且在电源负载存在变化时起到保持输出电压电平的作用。当电源（负载）电流变化时保持输出电压不变的过程指的是"稳压"。为了保持在负载变化的条件下所需的输出电压，晶体管作为可变电阻器以降低其集电极－发射极两端的电压。直流输出电压的取样值反馈回晶体管的基极。如果直流电压因负载的增加而开始降低时，晶体管的放大增强，导致较低的V_{reg}在其两端下降。电源的输出电压V_{out}和整流器的输出电压V_{in}关系为：

$$V_{out}=V_{in}-V_{reg} \tag{6.19}$$

405

因此，降低的输出电压可通过稳压晶体管两端压降的减小来补偿。如果由于负载的减小，电源的输出电压增大，那么晶体管两端的压降更大，以使输出电压回到所要求的值。这代表了线性电源的意外特性之一：在稳压晶体管中一直消耗能量以保持电源的直流输出电压不变。

线性电源在所有电源中是最环保的。下一节讨论的开关电源固有噪声大，但是与线性电源相比，它具有其他一些优点。从产品性能的立场出发，它更有效、重量更轻。从

EMC的立场出发，它的性能不如线性电源，因为它的固有噪声更大。

6.3.2 开关电源（SMPS）

本节讨论日益流行的电源类型：开关电源（SMPS）。它经常被认为是“开关”。通常线性电源的效率很低，仅为20%~40%左右。本节讨论的开关电源具有较高的效率，能达到60%~90%，这可以解释它们日益流行的原因。开关电源的重量也比线性电源轻得多。这是由于线性电源需要有效工作在60Hz的变压器的事实。大体积磁芯材料的使用可以使变压器中由涡旋电流所引起的损耗变小，因此60Hz的变压器非常重。开关电源所需的变压器工作于电源的开关频率，为20kHz~100kHz左右，结果开关电源的变压器比线性电源中的轻得多（有些开关电源的开关频率为1MHz，这将进一步降低它们的重量）。因此开关电源在重量上比线性电源更轻，这是它们被需求的另外一个特点。

开关有很多种。然而，为了举例说明基本原理，从如图6-22所示的基本大容量稳压器开始讨论。直流电压V_{DC}加到开关元件上，如图6-22所示的开关元件为场效应管。方波脉冲群加到场效应管的栅极，该波形的脉冲宽度为τ，周期为T，它是开关频率的倒数，$f_s = 1/T$。该脉冲串使场效应管导通和截止，它提供了相同占空比的脉冲电压V_{in}。波形的平均值（直流分量）为

406

$$V_{av} = \frac{\tau}{T} V_{DC} \tag{6.20}$$

波形占空比是脉冲宽度与周期之比：$D = \tau/T$。因此，可以通过改变加到开关元件栅极的开关波形的占空比来改变该脉冲波形所包含的平均值或直流分量。L、C构成低通滤波器，滤除波形中的直流分量，二极管在场效应管截止时为电容提供了放电通路。工作过程描述：当场效应管导通时，二极管导通，直流电压加到滤波器上，电感开始以磁场的形式储存能量，电容开始充电；当场效应管截止时，根据法拉第定律电感两端的电压V_{ind}反相，二极管关闭，电路通过二极管放电，给出负载电阻两端的电压波形如图6-22所示，该电压波形含有所希望的平均值或直流分量。这种开关电源与线性稳压器相比的优点之一就是开关元件——场效应管，无论是导通还是关闭，与线形稳压器相反，都只消耗非常小的功率。而晶体管总是工作于线性区域，消耗较大功率。简单地改变加到场

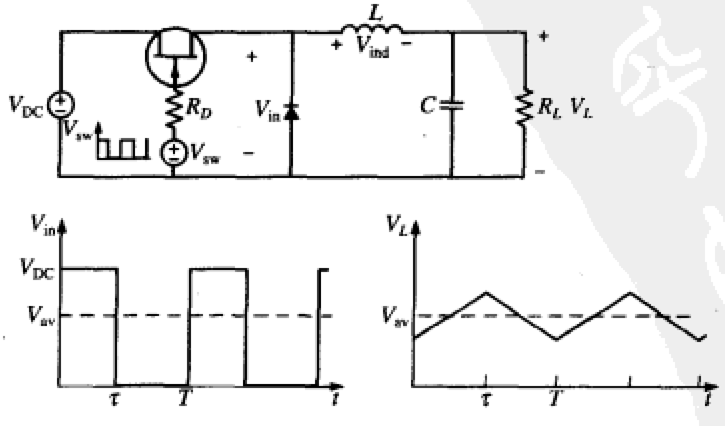


图6-22　简单的“大容量稳压器”开关电源

效应管栅极的开关波形的占空比就可以实现稳压。典型的是输出电压V_L的取样值馈给脉冲宽度调制器（PWM）。PWM的输出是方波，馈给场效应管的栅极。由PWM调整该波形的占空比以给出为响应不同负载所需的直流输出电压。其他更实际的开关电源也是采用相同的消除直流波形的基本原理，并通过改变波形的占空比来提供稳压。 407

有两种常见类型的开关：初级开关和次级开关。这指的是开关动作发生在变压器的初级还是次级。通过改变开关波形的占空比以响应电源输出电压的变化来实现稳压。如图6-23所示的是初级开关。图中所示的型号指的是*回归逆变器*。全波整流桥整流交流市电波形并产生脉动直流波形，该脉动直流波形通过大电容C_B来平滑以提供本质上不变的波形，令其具有市电电压波形的峰值，并加到多“抽头”变压器或次级线圈上。开关器件（常常是功率场效应管）导通或断开变压器的初级连接。占空比可变的方波加到开关元件的栅极。改变波形的占空比可提供电源输出电压的稳压。通常电阻R_G与场效应管的栅极并联，该电阻的作用是改变加到栅极的脉冲的上升/下降时间。增加该电阻值可减缓脉冲的陡峭边沿，这样导致场效应管在激活区的时间更长，会增加功率的消耗，从散热的角度考虑这不是所期望的结果。由于由开关动作所产生的噪声的频谱分量直接取决于脉冲的上升/下降时间，因此从EMC的角度出发需要增加脉冲波形的上升/下降时间。因此，很明显地要在对传导发射有贡献的噪声频谱分量和开关元件的加热及有关的效率之间取一折中点。散热片通常连接到场效应管上用于散热。通常散热片不直接与场效应管相连，中间用介质垫圈来绝缘。这将在场效应管和散热片之间产生寄生电容。如果出于安全考虑，散热片与绿线相连，那么这样就提供了共模电流的通路。 408

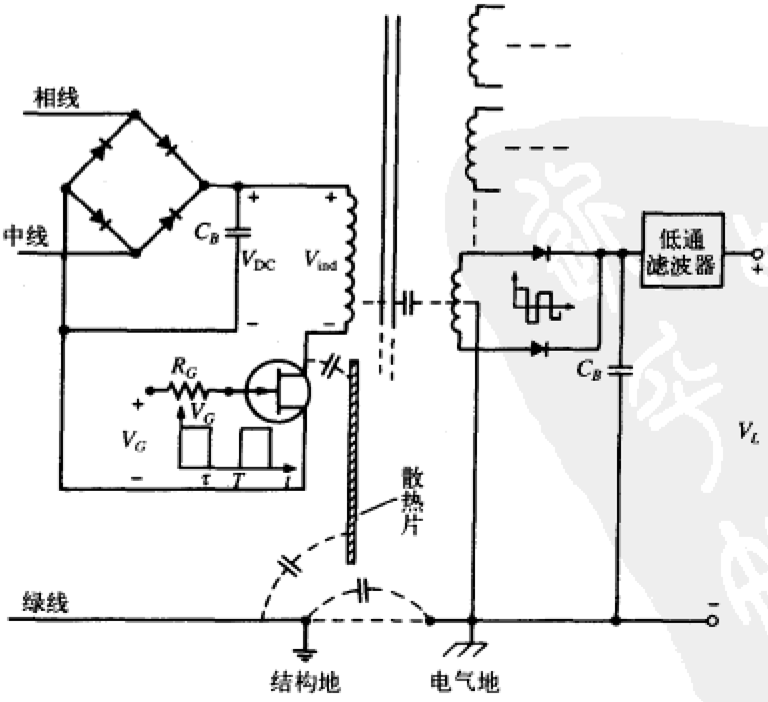


图6-23 典型的“反馈”或初级开关电源

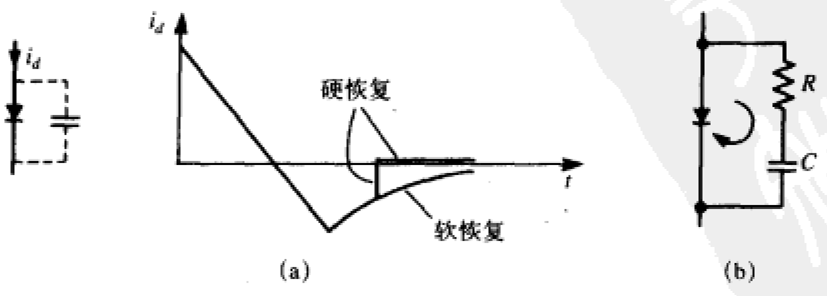
在次级产生一个极性交替变化的脉动波形。全波整流器整流该波形，然后用大电容平滑并通过低通滤波器滤波。由于变压器次级能提供多个抽头，因此可以得到多个不同电平的直流电压。例如，可以得到＋5V、＋12V、－12V、＋38V等。在变压器初级可完成这些电压之一的稳压，因为只要求变压器传送开关频率（及所有的高次谐波），它可以设计得比60Hz变压器更小，重量更轻。由于开关动作（除非增加栅极电阻以减小噪声发射），开关电源比线性电源的效率提高了。可观察到初级开关的主要缺点是开关谐波通过桥型整流器直接馈入产品的交流电源线。现有的60Hz变压器都不提供任何滤波，通过改变开关中如R_G等元件不能降低的噪声只能通过电源滤波器来消除。这使得对电源滤波器的需求更大，也有必要仔细设计电源滤波器。

6.3.3　电源器件对传导发射的影响

正如前面所指出的，减小传导发射最有效的方法是在源处减小它们。例如，增加如图6-23所示的初级变压器的栅极电阻值R_G，可增加开关波形的上升/下降时间，从而减小它们的频谱分量。然而，由于开关器件在激活区的时间较长，这将增加功率的消耗，所以，上升/下降时间只能在一定程度上增加。

409

在开关内还存在其他的应该控制的“噪声源”。最主要的噪声源之一来自用于整流的二极管——特别是对开关信号进行整流的二极管，如图6-23所示的初级变压器次级上的二极管。当二极管正向偏压时，电荷存储在结电容的连接处，电荷也从一个区域注入另一区域。当二极管改变方向时，这些电荷必须移去。这使二极管中的电流具有如图6-24a所示的波形。当电荷从连接处移去时，二极管电流经过零值。一些二极管，如“快速恢复二极管”切换快速，这指的是“硬恢复”，如图6-24a所示。其他一些类型的二极管恢复较慢，二极管电流逐渐回到零值。很明显，硬恢复二极管当二极管电流回到零值时，由于电流波形的尖锐边沿，将会产生比“软恢复”更高的电流频谱分量。从有效性角度出发，硬恢复二极管比软恢复二极管更合适。为了减小不需要的由二极管关断所产生的噪声，如图6-24b所示的缓冲电路常与二极管并联放置。缓冲电路由电容、电阻的串联构成，该电容作为当二极管关断时储存在二极管结电容中的电荷的放电电路，这样能平滑二极管电流波形，因此而减小高频谱分量。很明显，高频电流将环绕缓冲器电路，因此它的引线应很短，并放置于非常靠近二极管处。以减小电流环路面积，因而降低该环路的辐射发射（见第8章）。



(a) 各种恢复特性，(b) RC“缓冲器”

图6-24　二极管的非理想效应举例说明

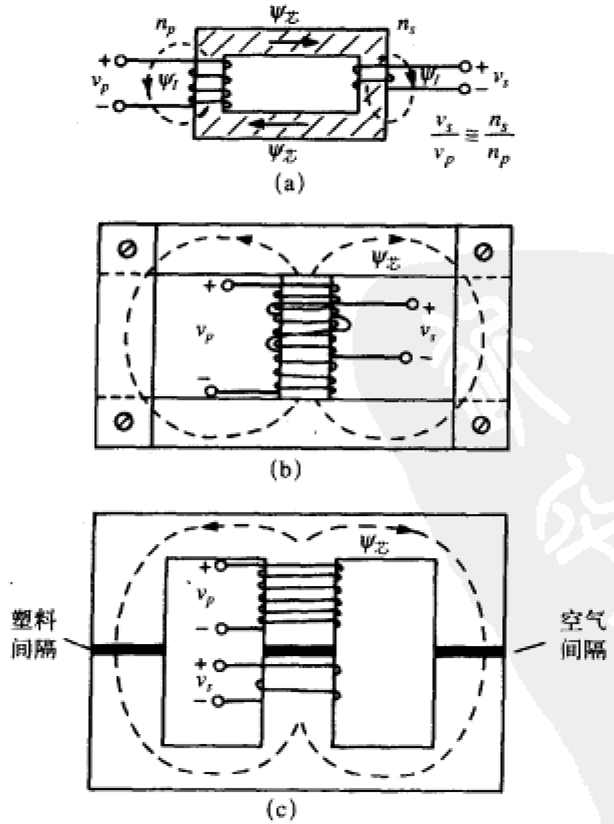
寄生电容为噪声电流脱离开关而造成传导发射提供了大量的通路。开关元器件与散热片之间的电容将开关元件处的噪声耦合到散热片中，从散热片辐射或沿导线传导。变压器在电子产品中的很多地方使用，但主要是用于产品的电源中。如上述所讨论的，线性电源使用变压器将120V，60Hz的交流电（在欧洲为240V，50Hz交流电）逐步变压并经过整流产生产品中的电子器件所需要的直流电压电平。为减小60Hz主交流电所导致的在磁芯中的涡旋电流损耗，这种类型的变压器必须又大又重。开关电源在高得多的频率（25kHz~100kHz）使主电源突变以产生所需要的直流电，如前面所讨论的。由于磁芯中磁通的频率高得多，开关电源中的变压器的涡旋电流损耗比60Hz变压器小得多，因此能够设计得更轻，更小。

410

所有变压器都利用法拉第感应定律改变电压电平。如图6-25a所示，相同铁磁芯上缠绕两组线圈。初级线圈电压v_p产生电流和该线圈中有关的磁通，因为铁磁芯的磁阻远小于周围空气，所以大部分磁通都耦合到次级线圈上，根据法拉第感应定律，在次级线圈上感应电压v_s。两电压之比（理想）正比于每个线圈的匝数之比：

$$\frac{v_p}{v_s}=\frac{n_p}{n_s} \tag{6.21}$$

构造变压器的方法很多。线性电源内的60Hz变压器通常由钢片叠在一起构成。铁



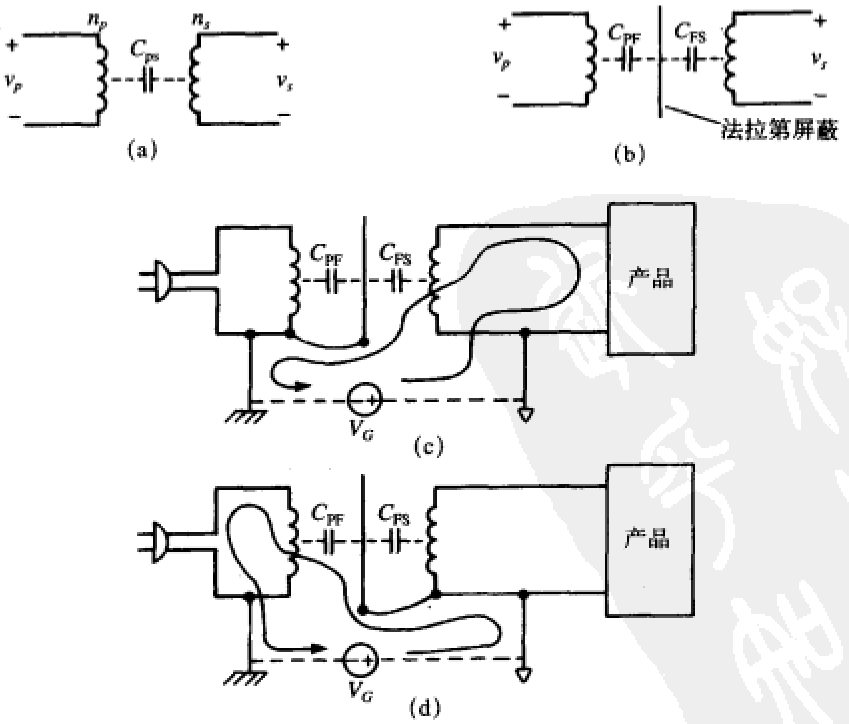
（a）变压器原理；（b）60Hz变压器；（c）"E芯"开关电源变压器

图6-25 变压器的结构

芯片可阻断磁通的通路，减小涡流损耗。高频变压器常由铁氧体芯构成，有几种变压器的磁芯结构不同于如图6-25a所示的简化形式，这是为了便于装配。60Hz变压器由“I型”磁芯构成，初级、次级线圈分别绕在磁芯两端，如图6-25b所示。外部铁芯片的垂直引脚相互连接以构成磁通的通路。设计成工作于较高频率的变压器通常使用铁氧体粉磁芯形成“线轴”，这在很多结构中都存在。常见的“E型”磁芯，磁芯中两半部分的形状像字母E。初级、次级线圈绕在每个磁芯的中间，磁芯的两半放在一起以提供磁通的通路，如图6-25c所示。这些类型变压器中的铁氧体磁芯由于高电流导致的高磁通量也会饱和，为了限制这种饱和现象，当磁芯放在一起时，在空气空隙中放入薄的塑料垫片，这可以增加磁路的磁阻，从而减小磁通量以避免磁芯的饱和。不幸的是，这些间隙会不注意地在开关及其谐波频率上产生大磁场,这将导致低频磁场辐射，产品不符合限值的问题。

411

60Hz变压器的I型磁芯的两端缠绕的线圈（叠绕法）会在变压器的初级、次级之间引入寄生电容，如图6-26a所示。初次级之间电容能引起不希望的耦合，使次级（电子器件一侧）噪声更容易地耦合到初级上（该处带系统的电源线）。一旦噪声存在于初级，它就会通过电源线被LISN作为传导发射测量到，除非电源线与变压器之间插入了电源滤波器。很明显，由于在较高频率初级、次级之间的寄生电容会增大，所以耦合在高频时更有效。例如，数字系统中的系统处理器时钟（典型地大于10MHz）比开关谐波更



（a）寄生电容的集中；（b）法拉第屏蔽层的使用；
（c）减小传导发射的法拉第屏蔽层的正确连接；（d）法拉第屏蔽层的不正确连接

图6-26　变压器的初次级容抗的作用举例说明

容易耦合到变压器初级。为了减小这种耦合，在绕在磁芯两端的初级和次级线圈之间插入圆柱形的金属屏蔽层，该屏蔽层称为法拉第屏蔽层。这将有效地破坏减小初级和次级之间的寄生电容，如图6-26b所示。问题常常是应把变压器的哪端，初级还是次级，与法拉第屏蔽层相连。答案依赖于人们希望由初级和次级地之间的电位差所引起的噪声电流流向哪里。初级和次级地之间的电位差用电压源V_G表示。如图6-26c所示为屏蔽层与初级线圈相连。在这种连接方式下，V_G产生的噪声电流经过C_{FS}、屏蔽层，返回地。推荐屏蔽层的这种连接法是因为这样噪声电流就不会流过LISN而产生传导发射问题。如图6-26d表示为屏蔽层与次级线圈相连。这种连接会导致噪声电流经过屏蔽层、C_{PF}，从电源线流出，返回V_G。因此，噪声电流会经过LISN，可能导致传导发射问题。在功放和接收机之间的变压器使用相同的原则，为了避免噪声电流流经接收机的输入端，屏蔽层应在接收机的输入端接地。显然所希望的操作也依赖于法拉第屏蔽层与变压器接地端的连接。法拉第屏蔽层的正确连接对减小初级和次级之间的共模电流很重要。这些都是理想情况，但实际上由于屏蔽层的阻抗和感抗，人们观察到的性能不如理想情况下的好。

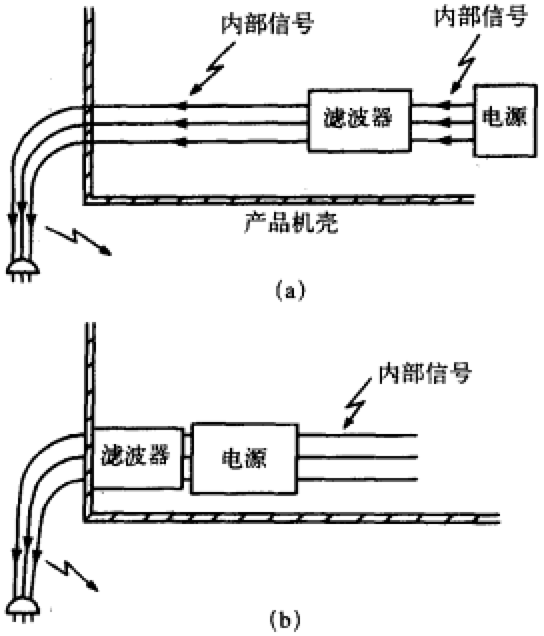
铁氧体磁珠对阻断电源中的噪声电流是有效的，回忆第5章中的内容，铁氧体磁珠典型地具有几百欧数量级的最大阻抗，因此，为使它们有效，它们必须与不大于铁氧体磁珠阻抗的阻抗串联。否则，磁珠阻抗将被该大阻抗掩盖。使用磁珠的目的在于显著增加通路的阻抗以*阻碍噪声电流*，与其他电子电路相比，电源电路的阻抗很小。因此，磁珠的插入可在电源电路中显著增加电路阻抗。

412~414

6.4 电源和滤波器的放置

*产品中元件的位置和布线对减小产品的传导发射和辐射发射很重要。*了解一些在电路设计中（“产品的封装”）简单的关于元件的放置和布线的概念是减小传导发射和辐射发射免费的方法。一个常见例子是电源和与之相关的电源滤波器的位置。*电源滤波器应该直接放置在电源线在产品的出口端。*电源也应尽可能靠近电源滤波器。如图6-27a所示为没有这样做的结果，在产品内部存在很宽的高频噪声信号频谱，范围从开关电源谐波频率到用于驱动系统的数字元件和处理器的时钟信号谐波频率。因此，频谱的范围从20kHz直到500MHz。这些信号都是近场类型，随距源的距离的增加迅速衰减。不过，信号的频率越高，耦合到产品内部的导线就越有效。如果电源滤波器没有紧靠电源线出口端，这些信号可能会耦合到那些导线上并通过电源线从产品发射出去。因而被测量为传导发射和/或辐射发射。注意，这些信号旁路了电源滤波器以至于滤波器对这些信号没有防护作用而导致可能的符合性测试问题。如果电源也放得远离电源滤波器，那么这些信号将耦合到滤波器和电源之间的导线上。人们可能期望滤波器能用来衰减这些信号，但事实上不总是如此。电源滤波器设计为在传导发射频率范围内（150kHz~30MHz）衰减信号。假设系统时钟频率为50MHz，则电源滤波器能否对时钟信号的基波远小于它的5次谐波，即250MHz提供滤波，是值得怀疑的。再次必须允许人们忽视产品元件的这种非期望性能。一旦时钟信号谐波存在于电源线上，它们将被测量为传导发射（50MHz）和辐射发射（100MHz，150MHz，200MHz，等等）。如果电源滤波器和电源尽可能靠近电源线的出口处，如图6-27b所示，则可以使耦合到连接线的内部信号最小，

415 并可以在信号的通路上提供大量衰减这些信号的可能性。



(a) 错误的滤波器放置，(b) 正确的滤波器放置

图6-27 举例说明在减小传导发射中的滤波器放置

6.5 传导抗扰度

正如前面讨论的几点，传导发射强制性要求的目的是控制从产品交流电源线传导出来的在本地电网系统中的噪声电流的辐射发射。这些信号一般很小，以至于不能通过它的交流电源线从电网直接传导进入其他产品。然而，电网中大的瞬态信号，如闪电、雷击等现象可能通过直接传导进入其他产品的交流电源线中而导致EMC问题。设备制造商注意到了这个问题，通过直接注入典型的这种干扰到产品电源线上来测试产品的传导抗扰度，以保证产品在这种骚扰中将能令人满意地工作。

不用说设计良好的电源和它正确的放置位置将会对在交流电源线上的这些类型的信号提供一些防护。然而，由于这些骚扰的频谱和电平可能大于典型的传导发射，所以电416 源滤波器在这种情况下可能不如所期望的那样有效。测试常常会发现需要额外的防护。

习题

6.1 传导发射测量

6.1.1 为了说明LISN本质上是在相线和地线之间，中线和电线之间提供了一个50Ω的阻抗，利用SPICE画出从LISN一端看进去的阻抗的频率响应，如图P6.1.1所示，频率范围为

FCC针对开路和短路负载的测试频率范围（从市电电源插座看进去的极端阻抗），求频率范围两边界频点上的阻抗值。

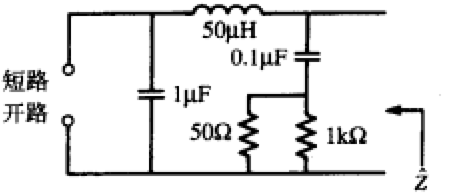


图　P6.1.1

6.1.2　B级准峰值传导发射限值在150KHz、500KHz和30MHz时分别为66dBμV、56dBμV和60dBμV。求用A和dBμA来表示的这些值。[32dBμA，39.9μV，22dBμA，12.6μV，26dBμA，20μV]

6.2　电源滤波器

6.2.1　用SPICE画出如图P6.2.1a所示的典型电源滤波器的差模插入损耗的频率响应曲线，这对应于图P6.2.1a所示的测试。对如图P6.2.1b所示的共模插入损耗测试重画上述的频率响应曲线。求两种测试中150kHz和30MHz的插入损耗。[DM：41.7dB，179.75dB，CM：49.2dB，166.18dB]　417

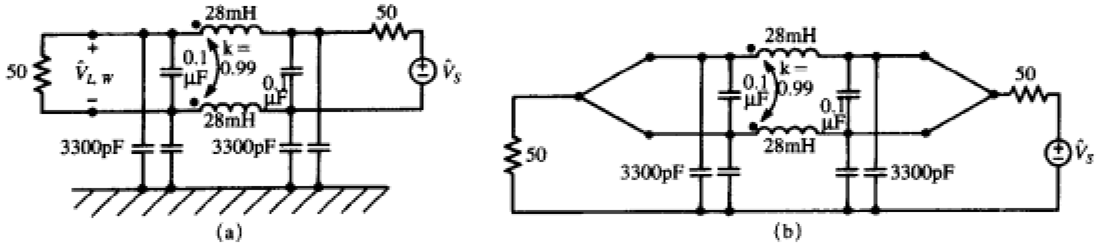


图　P6.2.1

6.2.2　假设绿导线具有1mH的电感和1PF的寄生电容，求该导线的谐振频率和30MHz时的阻抗。[1.6MHz，532Ω]

6.2.3　求如图6-7b所示的高通滤波器的插入损耗公式。

$$[IL_{dB} = 10\ \log_{10}\{[1+(\omega\tau)^2]/(\omega\tau)^2\},\ \tau = C(R_S+R_L)]$$

6.2.4　求如图6-7c所示的带通滤波器的插入损耗公式。

$$[IL_{dB} = 10\ \log_{10}\{1+[(\omega/\omega_0)^2-1]^2/(\omega\tau)^2\}\ ,\ \tau = C(R_S+R_L)\ ,\ \omega_0 = 1/\sqrt{LC}]$$

6.2.5　求如图6-7d所示的带阻滤波器的插入损耗公式。

$$[IL_{dB} = 10\ \log_{10}\{1+(\omega\tau)^2/[(\omega/\omega_0)^2-1]^2\},\ \tau = L/(R_S+R_L)\ ,\ \omega_0 = 1/\sqrt{LC}]$$

6.2.6　假设共模扼流圈的自电感为28mH，耦合系数为0.98，求代表差模电流的漏电感。[560μH]，当耦合系数为0.95时，重求漏电感[1.4mH]

6.2.7　有时电源滤波器对共模电流的影响可用共模阻抗 $\hat{Z}_C = \hat{V}_C/\hat{I}_C$ 来表征，参照图9-11，当L_{GW}=1mH，L=28mH，k=0.98，$C_{CL}=C_{CR}$=3300pF时，用SPICE画出450kHz至30MHz频率范围内的共模阻抗曲线，并计算450kHz和30MHz时的阻抗。[−24dBΩ，−210dBΩ]

当$C_{DR}=D_{DL}$=0.1μF时，参照图9-12画出差模阻抗的曲线并计算450kHz和30MHz时的阻抗值。[−25.6dBΩ，−164dBΩ]

6.2.8　在6.2.7题规定的条件下，假设电源滤波器输入端在450kHz时的差模电流为1mA，

求LISN 50Ω电阻两端接收到的总电压，并判断哪种分量是主要的。[差模：8.4dBμV]

6.3 电源

6.3.1 如图6-22所示的升压变压器工作于开关频率50kHz，输入电压100V，输出电压5V，求满足要求的占空比。[0.05] 计算理想调制电压V_{in}的25次谐波（1.25MHz）的电平。（用第7章导出的不对称近似公式和精确公式来计算）。[近似：128.1dBμV，精确：125.1dBμV]

418

参考文献

1. J. R. Nicholson and J. A. Malack, RF impedance of power lines and line impedance stabilization networks in conducted interference measurements, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-15**, 84-86 (1973).
2. C. R. Paul and K. B. Hardin, Diagnosis and reduction of conducted noise emissions, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-30**, 553-560 (1988).
3. C. R. Paul, S. A. Nasar, and L. E. Unnewehr, *Introduction to Electrical Engineering*, McGraw-Hill, New York (1986).

419

第7章 天 线

天线显而易见是EMC学科中的重要部分。诸如AM、FM和雷达天线等有意天线产生的场耦合到电子设备中便导致了敏感度问题，有意天线也用来测量产品的辐射发射，以便确定其是否符合规定的限值。无意天线主要产生被测量天线测得的辐射发射，这种辐射发射可以导致产品不符合限值。在本章中，首先回顾总结有意天线的基础理论，这些基础理论能帮助计算产品周围的电磁场，这些电磁场用来确定产品对干扰的敏感性。用于产品符合性验证的天线也将在本章中讨论。对有意天线的分析也能使人们了解无意天线的辐射性能，这种辐射是应该尽量减小或者抑制的。对这部分内容的详细讨论可以参见文献[1，2]或其他类似的有关电磁场基本理论的教科书。

7.1 偶极子天线

如果已知天线表面上的电流分布，那么通过对该电流分布的积分运算，就能得到天线的辐射电场和磁场[1]。虽然这种方法原则上可以得到所有天线的辐射特性，但是实际应用时还存在两个复杂因素：需要已知天线表面的电流分布和进行很困难的积分运算。通常，对电流分布只能作合理的推测。在本节中研究一些容易求解的简单天线，只要观察点距离天线足够远，它们的辐射场就类似于实际天线的辐射场。 421

7.1.1 电（赫兹）偶极子

赫兹偶极子由带有电流相量$\hat{I}$的长度为dl的无穷小电流元组成，假设电流相量在沿电流元长度的所有点上都是相同的（包括相位和幅度），如图7-1所示。在描述天线时常常使用球坐标系，这是因为从天线辐射出去的波在远距离处为球面波。球坐标系中描述某一点的位置用该点到原点的径向距离r，径向直线与z坐标的夹角θ和该点在xy平面上的投影与x轴的夹角ϕ来表示，如图7-1所示。正交的单位矢量$\vec{a}_r$、$\vec{a}_\theta$、$\vec{a}_\phi$指向这些坐标轴数值递增的方向。磁场强度矢量的分量为[1，2]：

$$\hat{H}_r = 0 \tag{7.1a}$$

$$\hat{H}_\theta = 0 \tag{7.1b}$$

$$\hat{H}_\phi = \frac{\hat{I}\,dl}{4\pi}\beta_0^2 \sin\theta\left(\mathrm{j}\frac{1}{\beta_0 r} + \frac{1}{\beta_0^2 r^2}\right)e^{-\mathrm{j}\beta_0 r} \tag{7.1c}$$

类似地，电场强度矢量的分量为[1]：

$$\hat{E}_r = 2\frac{\hat{I}\,dl}{4\pi}\eta_0\beta_0^2 \cos\theta\left(\frac{1}{\beta_0^2 r^2} - \mathrm{j}\frac{1}{\beta_0^3 r^3}\right)e^{-\mathrm{j}\beta_0 r} \tag{7.1d}$$

422

$$\hat{E}_\theta = \frac{\hat{I}\,dl}{4\pi}\eta_0\beta_0^2 \sin\theta\left(\mathrm{j}\frac{1}{\beta_0 r} + \frac{1}{\beta_0^2 r^2} - \mathrm{j}\frac{1}{\beta_0^3 r^3}\right)e^{-\mathrm{j}\beta_0 r} \tag{7.1e}$$

$$\hat{E}_\phi = 0 \tag{7.1f}$$

其中，$\eta_0=\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ 为自由空间的固有阻抗，注意式（7.1）所表示的场强可以看作从天线距该点的电气距离的函数，因为$\beta_0 r=2\pi r/\lambda_0$，而$\lambda_0=v_0/f$为天线电流的频率所对应的波长。$v_0=3\times10^8$m/s为光速。

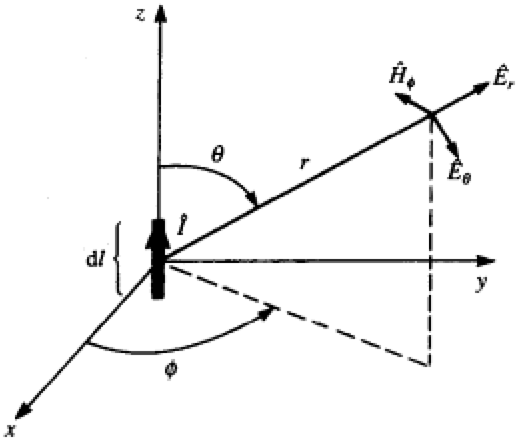


图7-1 电（赫兹）偶极子

式（7.1）所表示的总场是相当复杂的。而这里主要是对距离天线足够远处的远场感兴趣，那“足够远”是多远？注意：当场点距离天线非常近时，公式中所含$1/r^3$和$1/r^2$项起支配作用；当远离天线时，含$1/r$的项开始起支配作用。当含$1/r^3$和$1/r^2$的项与含$1/r$的项相比开始可以忽略不计时的点就是远场和近场的边界，这个边界大致在$1/(\beta_0 r)^2=1/\beta_0 r$或$r=\lambda_0/2\pi\cong\lambda_0/6$处。读者应注意，对其他天线而言，远场和近场的分界并不是简单的如通常假设的$\lambda_0/2\pi$处。近场和远场之间的边界更为实际的选择在以后讨论，但可以概括为大于$3\lambda_0$或者$2D^2/\lambda_0$，其中，D为天线的最大尺寸。前者常用于“线”天线，后者常用于“面”天线，如抛物面天线或喇叭天线。近场和远场之间的边界并不意味着精确的近、远场之间的区分标准，而仅仅指场结构由复杂转变为相当简单的结构的一般区域。当天线用于通信时，由于通信距离很远，所以接收天线在发射天线的远场区中还是近场区中的问题就不存在了。然而，在EMC领域和由发射导致的干扰问题中，接收机（可能是用于符合性测量的一个有意天线）常常处于发射天线（也可能是某一产品）的近场中。这种情况在FCC B类产品的低频段辐射发射测量中常常会发生。无论如何，目前假定场点在赫兹偶极子的远区场中，因此，在式（7.1）中只保留含$1/r$的项，即可给出远场矢量：

$$\vec{\hat{E}}_{远场}=\mathrm{j}\eta_0\beta_0\frac{\hat{I}\,\mathrm{d}l}{4\pi}\sin\theta\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\beta_0 r}}{r}\vec{a}_\theta=\mathrm{j}\frac{f\mu_0}{2}\hat{I}\,\mathrm{d}l\sin\theta\left\{\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}[2\pi(r/\lambda_0)]}}{r}\right\} \tag{7.2a}$$

423

$$\vec{\hat{H}}_{远场}=\mathrm{j}\beta_0\frac{\hat{I}\,\mathrm{d}l}{4\pi}\sin\theta\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\beta_0 r}}{r}\vec{a}_\theta=\mathrm{j}\frac{f\mu_0}{2\eta_0}\hat{I}\,\mathrm{d}l\sin\theta\left\{\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}[2\pi(r/\lambda_0)]}}{r}\right\} \tag{7.2b}$$

代入了$\beta_0=2\pi/\lambda_0=\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$和$\eta_0=\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$。

将相量场乘以$\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}$，并取乘积的实部，就得到时域中场的表达式：

$$\vec{E}_{远场}=\mathrm{Re}\{\vec{\hat{E}}_{远场}e^{j\omega t}\}=\frac{E_m}{r}\cos\left[\omega\left(t-\frac{r}{v_0}\right)+90^\circ\right]\vec{a}_\theta=-\frac{E_m}{r}\sin\left[\omega\left(t-\frac{r}{v_0}\right)\right]\vec{a}_\theta \tag{7.3a}$$

$$\vec{H}_{远场}=\mathrm{Re}\{\vec{\hat{H}}_{远场}e^{j\omega t}\}=\frac{E_m}{\eta_0 r}\cos\left[\omega\left(t-\frac{r}{v_0}\right)+90^\circ\right]\vec{a}_\phi=-\frac{E_m}{\eta_0 r}\sin\left[\omega\left(t-\frac{r}{v_0}\right)\right]\vec{a}_\phi \tag{7.3b}$$

其中

$$E_m=\frac{\eta_0\beta_0\hat{I}\,\mathrm{d}l}{4\pi}\sin\theta=\frac{f\mu_0}{2}\hat{I}\,\mathrm{d}l\sin\theta \tag{7.3c}$$

赫兹偶极子的远场满足均匀平面波的许多特性（见附录B对均匀平面波的讨论）。实际上，更确切地说，它们应该归类于球面波，但是局部区域还是非常类似于均匀平面波的。以下便是赫兹偶极子的远场所具有的特性：

（1）场强与$1/r$、$\hat{I}$、$\mathrm{d}l$和$\sin\theta$成正比；

（2）$\dfrac{|\vec{\hat{E}}_{远场}|}{|\vec{\hat{H}}_{远场}|}=\eta_0$；

（3）$\vec{\hat{E}}_{远场}$和$\vec{\hat{H}}_{远场}$正交；

（4）$\vec{\hat{E}}_{远场}\times\vec{\hat{H}}_{远场}=K\vec{a}_r$；

（5）表示相位的项$e^{-j\beta_0 r}$转化为时域中表示时延的项$\sin[\omega(t-r/v_0)]$。

性质1是使用与距离成反比的关系式来描述传输场的方法的起源。例如，在距离D_1处和距离D_2处的电场和磁场可由公式$|\vec{E}_{D_2}|=(D_1/D_2)|\vec{E}_{D_1}|$联系起来。也就是说，场强随着距发射天线的距离的增加成反比地减小。记住：*只有当D_1和D_2都处于辐射元的远场区时，与距离成反比的原则才成立。*这一点是很重要的。但是这一重要的限制条件经常不被遵守。如果这两个距离中的任何一个处于近场区，那么就不应使用与距离成反比的原则。 424

例7.1 一个长为1cm的赫兹偶极子流有1A，100MHz的电流，求1000m距离处天线侧面（$\theta=90^\circ$）的电场和磁场的幅度和相位。

解：100MHz对应的波长是3m。长度为$\lambda_0/300$的偶极子满足电小尺寸的要求，待求场强的点的距离为$333\lambda_0$，因此为偶极子的远场。代入式（7.2）得：

$$\hat{E}_\theta=j\frac{10^8\,\mathrm{Hz}\times4\pi\times10^{-7}\times1\,\mathrm{A}\times10^{-2}\,\mathrm{m}}{2}\times\frac{e^{-j2\pi[(r=1000\,\mathrm{m}/\lambda_0=3\,\mathrm{m})]}}{r=1000\,\mathrm{m}}=6.28\times10^{-4}\angle-120\,000^\circ$$

和

$$\hat{H}_\phi=\frac{\hat{E}_\theta}{\eta_0=120\pi}=1.67\times10^{-6}\angle-120\,000^\circ$$

复习题7.1 在距离100m处测得赫兹偶极子的电场远场为1mV/m，求电场在1000m处的幅度。

答案：100μV/m。

接下来可以通过对代表平均功率密度的玻印廷矢量在一个始终包围天线的封闭曲面上的积分来得到总的平均辐射功率。首先利用式（7.1）中的相量总场来计算玻印廷矢量[1, 2]：

$$\vec{S}_{av}=1/2\,\mathrm{Re}\left\{\vec{\hat{E}}\times\vec{\hat{H}}^*\right\}=1/2\,\mathrm{Re}\{\hat{E}_\theta\hat{H}_\phi^*\vec{a}_r-\hat{E}_r\hat{H}_\phi^*\vec{a}_\theta\}=15\pi\left(\frac{\mathrm{d}l}{\lambda_0}\right)^2|\hat{I}|^2\frac{\sin^2\theta}{r^2}\vec{a}_r \tag{7.4}$$

425 这里假定电场和磁场是峰值而不是RMS值，因此，在平均功率表达式有1/2这个因子。

这表明平均功率是从电流元流出的：这是对“辐射”的第一次暗示。注意到平均功率密度矢量能够从式（7.2）给出的远场表达式得到这一点是很有启发意义的。将所得的结果在包围电流元的半径为r的球面上积分就可以得到电流元的总的平均辐射功率[1, 2]：

$$P_{\text{rad}}=\oint_{s}\vec{S}_{\text{av}}\,\vec{\mathrm{d}s}=80\pi^{2}\left(\frac{\mathrm{d}l}{\lambda_{0}}\right)^{2}\frac{|\hat{I}|^{2}}{2} \tag{7.5}$$

其中，$\vec{\mathrm{d}s}=r^{2}\sin\theta\,\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}\phi\,\vec{a}_{r}$[1, 2]。

用$\hat{I}/\sqrt{2}=\hat{I}_{\text{rms}}$表示，这样就能计算出辐射电阻：

$$R_{\text{rad}}=\frac{P_{\text{rad}}}{|\hat{I}_{\text{rms}}|^{2}}=80\pi^{2}\left(\frac{\mathrm{d}l}{\lambda_{0}}\right)^{2} \tag{7.6}$$

辐射电阻是一个假想的电阻，当它与赫兹偶极子带有相同的电流有效值时，它所消耗的功率与赫兹偶极子的辐射功率相同。

赫兹偶极子是一个效率非常低的辐射器。例如，对一个长度$\mathrm{d}l=1\text{cm}$的偶极子来说，当频率为300MHz（$\lambda_0=1\text{m}$）时，辐射电阻为79mΩ。为了得到1W的辐射功率，需要3.6A的电流（RMS）。如果频率变为3MHz（$\lambda_0=100\text{m}$），辐射电阻为7.9μΩ，辐射1W的功率需要356A的电流（RMS）。但无论如何赫兹偶极子在另一方面很有用，那就是赫兹偶极子的远场特性与大多数天线的远场完全相同。

复习题7.2 长为1cm的赫兹偶极子流有10MHz峰值为100mA的电流，求总的辐射功率。

答案：0.44μW。

7.1.2 磁偶极子（环）

与基本的电偶极子相对偶的是磁偶极子或电流环，如图7-2所示。位于xy平面上半径为b的一个面积非常小的环，带有电流相量$\hat{I}$。假设环的周长是电小的，即$2\pi b<\lambda_0/10$，则该环产生的磁偶极矩为[1]：

426

$$\hat{m}=\hat{I}\pi b^{2} \tag{7.7}$$

其中，πb^2为环所包围的面积，辐射场为[1]：

$$\hat{E}_{r}=0 \tag{7.8a}$$

$$\hat{E}_{\theta}=0 \tag{7.8b}$$

$$\hat{E}_{\phi}=-\mathrm{j}\frac{\omega\mu_{0}\hat{m}\beta_{0}^{2}}{4\pi}\sin\theta\left(\mathrm{j}\frac{1}{\beta_{0}r}+\frac{1}{\beta_{0}^{2}r^{2}}\right)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\beta_{0}r} \tag{7.8c}$$

和

$$\hat{H}_{r}=\mathrm{j}2\frac{\omega\mu_{0}\hat{m}\beta_{0}^{2}}{4\pi\eta_{0}}\cos\theta\left(\frac{1}{\beta_{0}^{2}r^{2}}-\mathrm{j}\frac{1}{\beta_{0}^{3}r^{3}}\right)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\beta_{0}r} \tag{7.8d}$$

$$\hat{H}_{\theta}=\mathrm{j}\frac{\omega\mu_{0}\hat{m}\beta_{0}^{2}}{4\pi\eta_{0}}\sin\theta\left(\mathrm{j}\frac{1}{\beta_{0}r}+\frac{1}{\beta_{0}^{2}r^{2}}-\mathrm{j}\frac{1}{\beta_{0}^{3}r^{3}}\right)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\beta_{0}r} \tag{7.8e}$$

$$\hat{H}_{\phi}=0 \tag{7.8f}$$

比较式（7.8）和式（7.1）给出的赫兹偶极子的场，可以看到在这两种场结构中存在着对偶性。观察如何将电偶极子的电（磁）场应用于磁偶极子的电（磁）场。 427

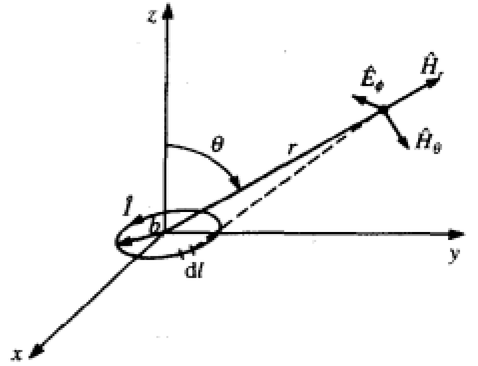


图7-2 磁偶极子（环）

磁偶极子的远场以包含$1/r$这一项为特征：

$$\vec{\hat{E}}_{\text{far field}} = \frac{\omega\mu_0\hat{m}\beta_0}{4\pi}\sin\theta\,\frac{e^{-j\beta_0 r}}{r}\,\vec{a}_\phi = \frac{\pi^2 f^2\mu_0\hat{I}b^2}{v_0}\sin\theta\,\frac{e^{-j[2\pi(r/\lambda_0)]}}{r} \tag{7.9a}$$

$$\vec{\hat{H}}_{\text{far field}} = -\frac{\omega\mu_0\hat{m}\beta_0}{4\pi\,\eta_0}\sin\theta\,\frac{e^{-j\beta_0 r}}{r}\,\vec{a}_\theta = \frac{\pi^2 f^2\mu_0\hat{I}b^2}{\eta_0\,v_0}\sin\theta\,\frac{e^{-j[2\pi(r/\lambda_0)]}}{r} \tag{7.9b}$$

与赫兹（电）偶极子的情况类似，磁偶极子的远场具有以下特性：（1）随$1/r$成比例地衰减；（2）电场和磁场所在的平面与辐射方向垂直；（3）电场和磁场相互正交；（4）通过η_0相联系。

用与赫兹偶极子相同的方法来确定磁偶极子的辐射电阻，即[1]：

$$R_{\text{rad}} = \frac{P_{\text{av}}}{|\hat{I}_{\text{RMS}}|^2} = 31\,170\left(\frac{A}{\lambda_0^2}\right)^2 \tag{7.10}$$

其中，$A=\pi b^2$为环面积。类似于赫兹偶极子，磁偶极子也不是一个有效的辐射器。考虑环半径为1cm的磁偶极子，当频率为300MHz时，辐射电阻为3.08mΩ。为了得到1W的辐射功率，需要18A（RMS）的电流。如果频率变为3MHz，那么辐射电阻为$3.08\times10^{-11}\Omega$，辐射1W的功率需要1.8×10^5A（RMS）的电流。

例7.2 如果环为电小环，那么它的形状对于它所产生的远场来讲，就不是那么重要了[1]。为了举例说明这个结果在辐射发射方面的应用，考虑在PCB板上有一个1cm × 1cm的电流环（等效环半径为7.64mm），假设环中带有100mA、50MHz的电流，当测量距离为3m时（FCC B级），在环平面上得到电场的一个最大值，利用式（7.9）得$|\hat{E}|=109.6\mu V/m=40.8dB\mu V/m$。回想FCC B级限值从30MHz到88MHz为40dBμV/m，因此，带有100mA、50MHz电流的1cm × 1cm的电流环将会导致辐射不符合FCC规定的B级限值。这说明了通过辐射发射规定的要求并不是一件简单的事情，因为上述的电流环尺寸和电流大小在电子产品的PCB上相当具有代表性。 428

7.2 半波偶极子和四分之一波长单极天线

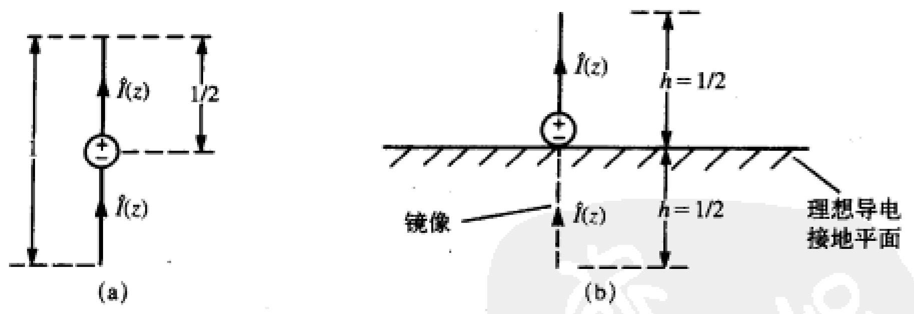
第7.1.1节描述的赫兹偶极子由于以下几种原因显然是不切实际的。首先，为了简

化场的计算，偶极子的长度被假设为无限小。同时，假设电流沿赫兹偶极子的分布为常数。后一个假设要求电流在偶极子的两端为非零值——这是不可实现的，而且，从物理上讲也是不可能存在的。因为周围的媒质、自由空间是非导电性的。其次，赫兹偶极子也是效率非常低的辐射器，因为它的辐射电阻相当小，辐射较大的功率需要很大的电流。磁偶极子也存在同样的问题。本节将考虑两种实际的而且更常用的天线：长偶极子天线和单极天线。

429

长偶极子天线（或简单地称为偶极子天线）由在中点处插入馈电电压源的长度为l的细导线所构成，如图7-3a所示。每一臂具有二分之一波长。

单极天线如图7-3b所示，由一个与导电平面垂直的单臂构成，高度为$h=l/2$。单极天线在其底部馈电，馈源另一端与导电平面相连。为了便于分析，认为接地平面是无限大的理想导电平面。实际上，这种理想接地平面只能是近似的。例如，在飞行器上，金属机身就模拟了这种接地平面。由于大地不如金属有近似理想的导电平面，所以大地只能在一定程度上模拟导电平面。因此，地面上的无线通信基站常常通过在地面埋设网格状导线来增大其导电性，以模拟理想接地平面。单极天线可以通过用接地平面上的电流元的镜像来代替接地平面的方法来分析，如图7-3b所示。镜像原理在7.6.1节中讨论。一旦接地平面用镜像来代替，问题就简化为偶极子天线的问题了。因此，不需要对单极天线进行单独分析。



（a）偶极子天线举例，（b）单极天线举例

图7-3　两种天线举例

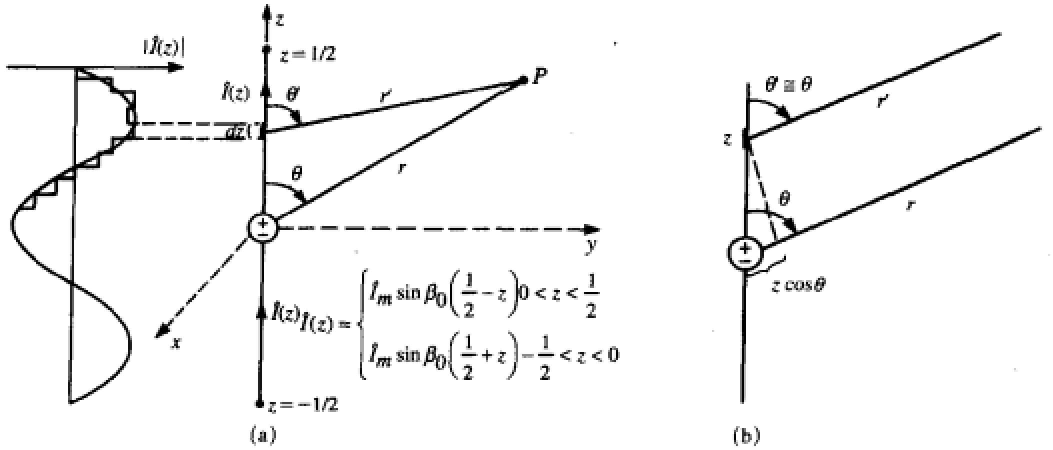
前面已经分析过：如果已知天线表面上的电流分布，就能计算出辐射场。实际上，常常可以对天线表面的电流分布作合理的估计。偶极子天线上的电流分布（近似地）与传输线上的电流分布相同，即：$\hat{I}(z)$正比于$\sin(\beta_0 z)$[1]。将偶极子的中点放在球坐标系的原点，如图7-4a所示，偶极子沿z轴放置，由此便得到沿偶极子导线电流分布的表达式：

$$\hat{I}(z)=\begin{cases}\hat{I}_m\sin[\beta_0(\frac{1}{2}l-z)] & (0<z<\frac{1}{2}l)\\ \hat{I}_m\sin[\beta_0(\frac{1}{2}l+z)] & (-\frac{1}{2}l<z<0)\end{cases}\tag{7.11}$$

注意：该电流分布满足两个必要条件：

（1）$\hat{I}(z)$随变量z的变化正比于$\sin(\beta_0 z)$[1]；

（2）在端点$z=-\frac{1}{2}l$和$z=+\frac{1}{2}l$处电流为零。



(a) 将偶极子电流看成一系列赫兹偶极子然后进行场的叠加；(b) 远场平面近似

图7-4 偶极子天线辐射场的计算

假设了沿偶极子的电流分布后，就能通过许多小的长度为dz的赫兹偶极子的场的叠加来计算长偶极子的场。小赫兹偶极子上的电流分布为常数并等于赫兹偶极子上对应点处的电流值$\hat{I}(z)$，如图7-4a所示。同时，也假设待求的场点位于这些电流元的远场区中。因此，仅仅需要由式（7.2）给出的赫兹偶极子的远场表达式。例如，图7-4a中P点处dz部分所产生的场为：

$$d\hat{E}_\theta = j\eta_0\beta_0 \frac{\hat{I}(z)\sin\theta'}{4\pi r'} e^{-j\beta_0 r'} dz \tag{7.12}$$

最终的目的是要得到P点处以从偶极子中点出发的径向距离r和θ为变量的场强。由于只考虑远场，因此从偶极子中点出发的径向距离r和电流元到P点处的距离r'近似相等（$r' \approx r$），角度θ和θ'也近似相等（$\theta' \approx \theta$），如图7-4b所示，这称为远场平行线近似。

430

可将$r' \approx r$代入式（7.12）的分母中。但由于下述原因，不能将其代入$e^{-j\beta_0 r'}$项中。这一项可改写为$e^{-j\beta_0 r'} = 1\angle -2\pi r'/\lambda_0$的形式，它的值不取决于物理距离$r'$，而是取决于电长度$r'/\lambda$。因此，即使$r'$和$r$近似相等，这一项的值也极大地依赖于两个电长度的差。例如，假设$r = 1000\text{m}$，$r' = 1000.5\text{m}$，频率为$f = 300\text{MHz}$。则有$(\lambda_0 = 1\text{ m})$ $\beta_0 r = 2\pi(1000) = 360\,000°$ 和 $\beta_0 r' = 2\pi(1000.5) = 360\,180°$ 。注意，1000m处的场和仅差0.5m处的场，但相位却相差180°，完全反相。在下一节中将看到一个更令人震惊的例子，其中，两个天线所产生的远场由于相位完全相反而相互抵消，使得合成场强的结果为零，而这两个天线在物理上相距很远，只不过间距是波长的整数倍。

因此，在式（7.12）中表示相位的项中用r代替r'是不合理的近似。但依然需要用r来表示计算结果。考虑图7-4b，图中表明了两个径向距离r和r'近似平行，因此，假设场点在物理上距离天线足够远，由图7-4b，得：

$$r' \cong r - z\cos\theta \tag{7.13}$$

将式（7.13）代入式（7.12）中表示相位的项中，将r代入分母中，得：

$$d\hat{E}_\theta = j\eta_0\beta_0 \frac{\hat{I}(z)\sin\theta}{4\pi r} e^{-j\beta_0(r - z\cos\theta)} dz \tag{7.14}$$

总的电场是上述这些项之和：

$$\hat{E}_\theta = \int_{z=-l/2}^{z=l/2} \mathrm{j}\eta_0\beta_0 \frac{\hat{I}(z)\sin\theta}{4\pi r} \mathrm{e}^{-\mathrm{j}\beta_0 r} \mathrm{e}^{\mathrm{j}\beta_0 z\cos\theta} \mathrm{d}z \tag{7.15}$$

将式（7.11）中给出的电流$\hat{I}(z)$的表达式代入式（7.11）中，得[1, 2]：

$$\hat{E}_\theta = \mathrm{j}\frac{\eta_0 \hat{I}_m \mathrm{e}^{-\mathrm{j}\beta_0 r}}{2\pi r} F(\theta) = \mathrm{j}\frac{60\hat{I}_m \mathrm{e}^{-\mathrm{j}\beta_0 r}}{r} F(\theta) \tag{7.16}$$

431～432

其中，以θ为变量的项可表示为：

$$F(\theta) = \frac{\cos[\beta_0(\frac{1}{2}l)\cos\theta] - \cos\beta_0(\frac{1}{2}l)}{\sin\theta} = \frac{\cos[(\pi l/\lambda_0)\cos\theta] - \cos(\pi l/\lambda_0)}{\sin\theta} \tag{7.17}$$

由于$\beta_0 = 2\pi/\lambda_0$，赫兹偶极子在远区场中的磁场和电场正交，并通过η_0相联系。如果对磁场进行上述推导，可得：

$$\hat{H}_\phi = \frac{\hat{E}_\theta}{\eta_0} \tag{7.18}$$

其中，$\hat{E}_\theta$由式（7.16）给出。

最常见的情况是半波偶极子，偶极子的总长度为$l = \lambda_0/2$。代入式（7.17），得：

$$F(\theta) = \frac{\cos(\frac{1}{2}\pi\cos\theta)}{\sin\theta} \quad (\text{半波偶极子，} l = \tfrac{1}{2}\lambda_0) \tag{7.19}$$

当$\phi = 90°$时，电场最大（天线两侧）。在这种情况下，$F(90°) = 1$。半波偶极子的最大电场强度为：

$$|\hat{E}|_{\max} = 60\frac{|\hat{I}_m|}{r} \quad (\theta = 90°) \tag{7.20}$$

电场的方向为θ方向，与ϕ无关，考虑对称是有意义的。对于半波偶极子，输入电流$\hat{I}_m$通过式（7.11）来计算，$z = 0$处：$\hat{I}(0) = \hat{I}_m \sin[\beta_0 l/2] = \hat{I}_m \sin[\pi/2] = \hat{I}_m$。

半波偶极子天线的辐射方向性如图7-5a所示，既包含横截面上的辐射方向性，也包含固定距离r和有关θ的函数的三维坐标中的辐射方向性。可观察到电场随距离成反比地衰减，因此，电场在固定距离r处通过式（7.17）给出的方向性函数$F(\theta)$依赖于角度θ。该式对于半波偶极子天线可简化为式（7.19）。方向性图中包含的信息如下所述，对于固定的θ值，从原点到方向性曲线的距离表示电场在该θ角上的相对幅度。换句话说，从原点出发到该角度θ所对应的方向性曲线上的点之间的直线与电场成正比，这表明电场在偶极子两端为零，最大值在其两侧，$\theta = 90°$。对于长度为$1\frac{1}{2}$波长的偶极子，$l = (3/2)\lambda_0$，其在式（7.17）中的方向性函数$F(\theta)$为：

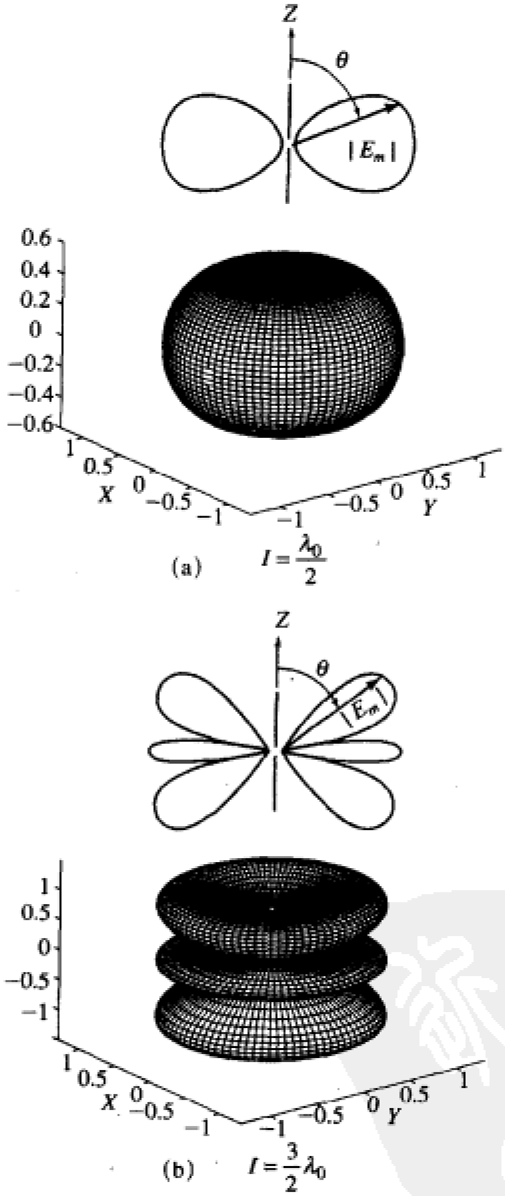
$$F(\theta) = \frac{\cos[(3\pi/2)\cos\theta]}{\sin\theta} \qquad l = \frac{3}{2}\lambda_0$$

该方向性图同时给出横截面上的方向性图和三维图，如图7-5b所示。可观察到对于该长度的偶极子。零点出现在偶极子两端和其他一些位置上，在这些θ角上没有传输。

433

平均功率密度为：

$$\vec{S}_{av} = \tfrac{1}{2}\,\mathrm{Re}\left\{\hat{\vec{E}} \times \hat{\vec{H}}^*\right\} = \tfrac{1}{2}\,\mathrm{Re}\left\{\hat{E}_\theta \hat{H}_\phi^*\right\}\vec{a}_r = \frac{1}{2}\frac{|\hat{E}_\theta|^2}{\eta_0}\vec{a}_r = \underbrace{\left(\frac{\eta_0}{8\pi^2}\right)}_{4.77}\frac{|\hat{I}_m|^2}{r^2}F^2(\theta)\,\vec{a}_r \tag{7.21}$$



(a) 长度为1/2波长，$l=\lambda_0/2$的偶极子；(b) 长度为$1\frac{1}{2}$波长，$l=3\lambda_0/2$的偶极子

图7-5 偶极子的辐射电场方向性图

434

再一次将平均功率密度在半径为r的球面上积分得到总的辐射功率为[1, 2]：

$$P_{av}=\int_{\phi=0}^{2\pi}\int_{\theta=0}^{\pi}\vec{S}_{av}\cdot\underbrace{r^2\sin\theta\,d\theta\,d\phi\,\vec{a}_r}_{d\vec{s}}=73\frac{|\hat{I}_m|^2}{2}\tag{7.22}$$

现在来计算偶极子的平均辐射功率，再一次，将玻印廷矢量在半径为r的球面上积分，得到总的辐射功率[1]：

$$P_{rad} = 73\frac{|\hat{I}_m|^2}{2} = 73|\hat{I}_{in,rms}|^2 \ (\text{W}) \quad (\text{半波偶极子}) \tag{7.23}$$

其中，电流的RMS值通过 $I_{RMS} = I_m/\sqrt{2}$ 与峰值相联系。因此，如果已知半波偶极子终端输入电流的有效值，那么就能通过将电流有效值的平方乘以73Ω计算出总的平均功率。半波偶极子的辐射电阻定义为：

$$R_{rad} = 73\Omega \quad (\text{半波偶极子}) \tag{7.24}$$

偶极子天线和单极天线之间有一个重要的差别，虽然其场分布特性相同，但单极天线的辐射功率仅为偶极子天线的一半。该功率指的是从大地上方的半球面向外辐射的功率。所以，单极天线的辐射电阻也只是对应的偶极子天线的一半，特别是对于长度为 $h=\lambda_0/4$ 的四分之一波长的单极天线（对应于半波偶极子），有：

435

$$R_{rad} = 36.5\Omega \quad (\text{四分之一波长单极天线}) \tag{7.25}$$

对于这一点，不考虑偶极子天线或单极天线终端看进去的总的输入阻抗 $\hat{Z}_{in}$。通常，输入阻抗包括实部和虚部：

$$\hat{Z}_{in} = R_{in} + jX_{in} \tag{7.26}$$

输入电阻由辐射电阻和用于构成偶极子天线的导线的电阻之和构成，因此：

$$\hat{Z}_{in} = R_{loss} + R_{rad} + jX_{in} \tag{7.27}$$

如图7-6所示为各种不同长度的天线以单极天线底端的接地平面为参考的辐射电阻和阻抗[3]。图7-6也可以用来得到偶极子天线的输入阻抗，只需将图中所给出的值乘以2

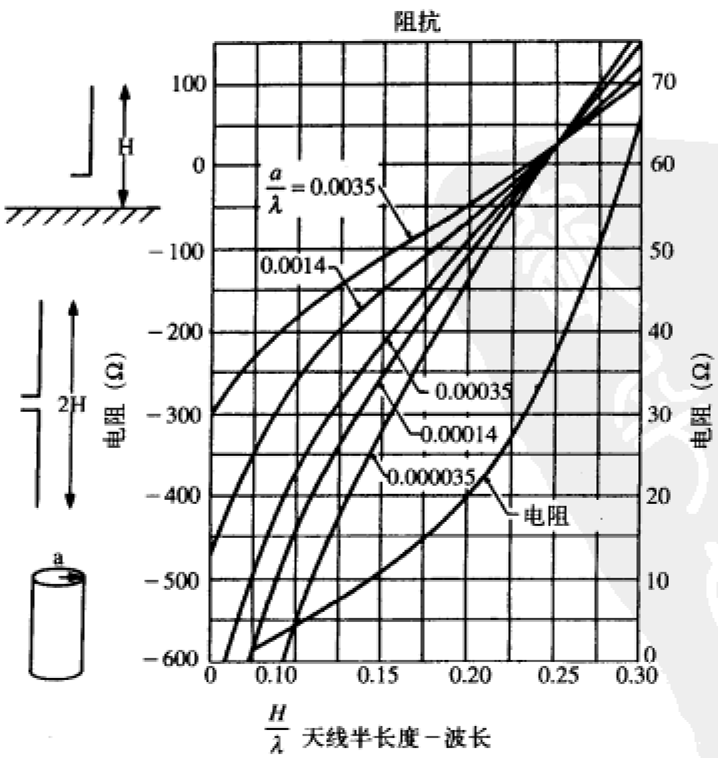
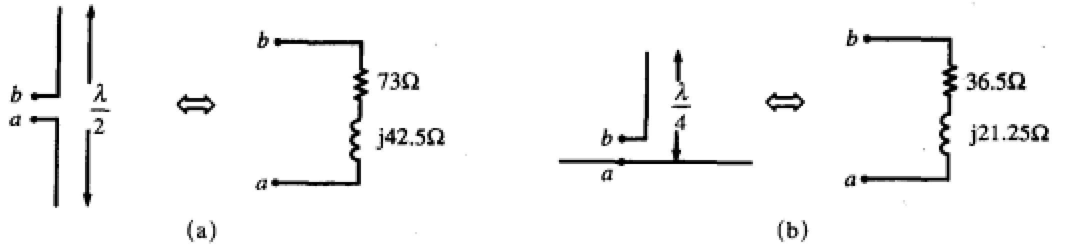


图7-6　偶极子天线作为长度和导线半径的函数的辐射电阻和电抗[3]

即可。半波偶极子（四分之一波长单极天线）的输入电抗为$X_{in}=42.5\Omega$（$X_{in}=21.25\Omega$）。半波偶极子和四分之一波长单极天线（忽略损耗）输入端的等效电路如图7-7所示。注意，对于长度小于四分之一波长的单极天线（或小于二分之一波长的偶极子）辐射电阻将小得多，电抗部分也将变为负值，表现为容抗。因此，长度小于四分之一波长的单极天线在其输入端表现为一个小电阻与电容相串联。这是一种直观的符合实际的结果。从图7-6还可以观察到，长度稍短于四分之一波长的单极天线的输入阻抗的电抗部分为零。从使源阻抗为实数（例如50Ω），使馈源的功率尽可能多地馈给天线并辐射出去的角度出发，电抗部分为零显然是最理想的，这也是为什么单极天线的长度稍短于四分之一波长的原因。如果四分之一波长单极天线的物理长度超过预期的安装，则可以把它截断。但这样会在输入阻抗中引入较大的容抗，使产生相同大小的辐射功率（消耗在电阻R_{rad}上）必须有较大的激励源电压。为了解决这个问题，可在短天线的输入端串联“负载线圈”或电感以消除这种容抗，提高辐射功率。有时候，这种情况被称为“天线调谐”。 436



（a）半波偶极子输入端；（b）四分之一波长单极天线输入端

图7-7 天线的输入阻抗描述

复习题7.3 半波偶极子载有100MHz的电流，该电流在偶极子中心（馈电点）处的幅度（RMS）为100mA，求偶极子辐射的总功率和距离天线侧面1000m处的功率密度。 437

答案：0.73W，95.4nW/m^2。

例7.3 如果已知天线的输入阻抗就可以通过计算R_{rad}所消耗的平均功率来计算由天线辐射的总的平均功率。例如，考虑如图7-8a所示的被100V$_{峰值}$、150MHz、50Ω的激励源所激励的半波偶极子天线。将天线用其输入端的等效电路来代替，如图7-8b所示，则天线的输入电流为：

$$\hat{I}_{ant}=\frac{\hat{V}_S}{R_S+R_{loss}+R_{rad}+jX}$$

假设导线采用#20AWG实心铜线，导线半径远大于工作频率150MHz上的集肤深度（$\delta=5.4\times10^{-6}\text{m}=0.212\text{mil}$），则利用第5章中导出的计算高频导线电阻的近似公式，可以计算出损耗电阻R_{loss}为：

$$r_{wire}=\frac{1}{2\pi r_w\sigma\delta}=1.25$$

利用这个结果可以得到构成偶极子天线的导线的净电阻为[1]：

438

$$R_{loss} = r_{wire}\frac{1}{2}l$$
$$= 0.63$$

由于偶极子是半波偶极子，它的阻抗为（73＋j42.5Ω）（见图7-6），因此，

439

$$\hat{Z}_{ant} = R_{loss} + R_{rad} + jX_{in} = (0.63 + 73 + j42.5)$$

所以，天线输入端的电流为：

$$\hat{I}_{ant} = \frac{100\angle 0^\circ}{50 + 73.63 + j42.5} = 0.765\angle -18.97^\circ \text{ A}$$

天线损耗电阻上所消耗的功率为：

$$P_{loss} = \frac{1}{2}|\hat{I}_{ant}|^2 R_{loss} = 184$$

天线总的平均辐射功率为：

$$P_{rad} = \frac{1}{2}|\hat{I}_{ant}|^2 R_{rad} = 21.36$$

由于所计算的天线电流为峰值，所以平均功率表达式中要求有1/2这个系数。

为了说明短天线对辐射功率的影响，当偶极子天线的总长度减小为$\lambda_0/8$时，再考虑前面的问题。由图7-6知，$R_{rad} \approx 1.5\Omega$和$X_{in} = -600\Omega$，等效电路如图7-8c所示。天线输入端的电流为：

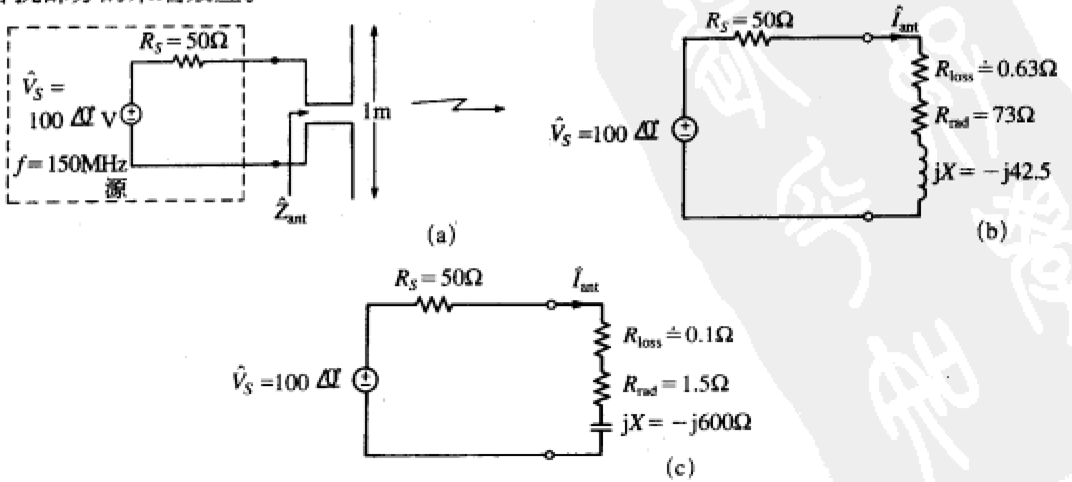
$$\hat{I}_{ant} = \frac{100\angle 0^\circ}{50 + 0.16 + 1.5 - j600} = 0.166\angle 85.1^\circ \text{ A}$$

所以，辐射功率为：

$$P_{av,rad} = \frac{1}{2}|\hat{I}_{ant}|^2 R_{rad} = 20.7$$

由此可见，随着由偶极子的长度被截断所造成的输入阻抗中容抗部分的大大增加，减小的辐射电阻极大地降低了天线的辐射功率。如果电感量为0.637μH的电感给这个天线串联上一个j600Ω的感抗，则辐射功率可以提高到2.81W。这举例说明了天线输入阻抗的容抗部分的末端效应。

440



（a）带激励源的天线的物理结构；（b）半波偶极子天线的等效电路；

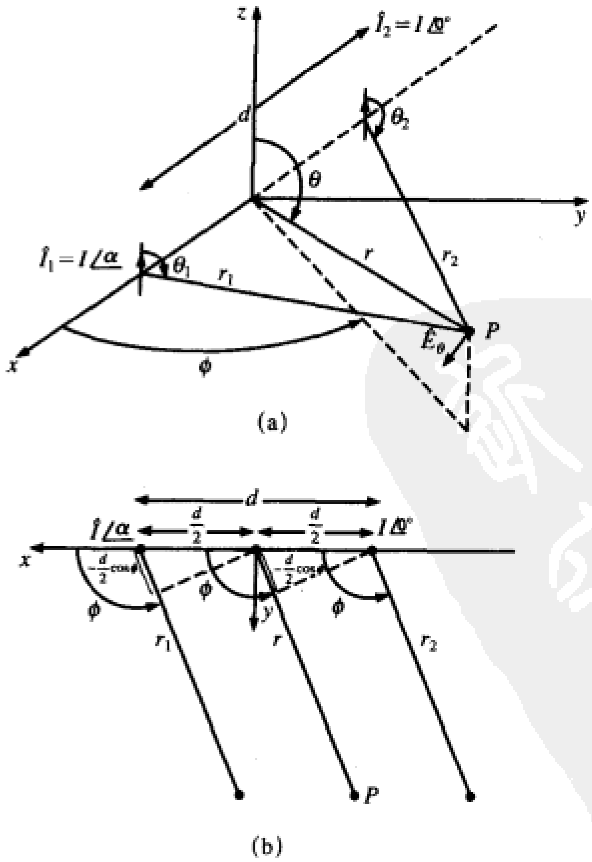
（c）$\lambda_0/8$偶极子天线的等效电路

图7-8 计算偶极子天线辐射功率的例子

7.3 天线阵

赫兹偶极子、磁偶极子、长偶极子和单极天线的辐射特性很明显在任何垂直于天线轴的面内都是全向的，因为所有的场都与ϕ无关。这种特性是由于天线结构关于z轴对称所得到的。从通信的观点出发，希望集中辐射信号，因为任何不是沿接收机方向传送的辐射功率都可以认为是被浪费掉了。另一方面，从EMC的观点出发，希望辐射的信号远离其他接收机，以保证其他接收机不受干扰。如果发射天线是全向天线，那就无法作出选择。在本节中，将研究怎样利用两个或更多个全向天线产生辐射方向上的最大点和零点。可以通过改变馈给天线的电流的相位以及它们之间的间隔来使合成场相加或相减，以产生辐射场的最大点和零点。这个结果虽然已经用于改善通信天线的发射方向性，但也可以直接用于产品的辐射发射中，因为它说明了多个发射是如何相叠加的，此外，还可以利用这里所得到的简单结果得出第8章所设计的导线和PCB上的连接盘的辐射发射的简单模型。

考虑两个全向天线，如自由空间中的半波偶极子或地面上的1/4波长单极天线，如图7-9a所示。电流元位于x轴，辐射方向沿z方向。它们之间的间距为d，到原点的距离



(a) 物理尺寸； (b) 远场平行射线近似

图7-9 计算两个偶极子构成的天线阵的辐射场

相同。假设场点P位于天线的远场区，则每个天线在P点的远场具有如下形式：

$$\hat{E}_{\theta 1}=\frac{\hat{M}I\angle\alpha}{r_1}e^{-j\beta_0 r_1} \tag{7.28a}$$

$$\hat{E}_{\theta 2}=\frac{\hat{M}I\angle 0}{r_2}e^{-j\beta_0 r_2} \tag{7.28b}$$

其中，$\hat{I}_1=I\angle\alpha$，$\hat{I}_2=I\angle 0^\circ$。假设两个天线的电流大小相等，但天线#1中的电流相位超前天线#2的相位为α。系数$\hat{M}$取决于所使用的天线类型，对于赫兹偶极子，$\hat{M}=j\eta_0\beta_0(dl/4\pi)\sin\theta$（见式（7.2a）），对于长偶极子$\hat{M}=j60F(\theta)$（见式(7.16)）。

在讨论中，将集中求解xy面内，$\theta=90^\circ$或天线两侧两天线的场为最大值处的场。P点的总场是两个天线的辐射场之和：

441

$$\begin{aligned}\hat{E}_\theta&=\hat{E}_{\theta 1}+\hat{E}_{\theta 2}\\&=\hat{M}I\left(\frac{e^{-j\beta_0 r_1}}{r_1}e^{j\alpha}+\frac{e^{-j\beta_0 r_2}}{r_2}\right)\\&=\hat{M}Ie^{j\alpha/2}\left(\frac{e^{-j\beta_0 r_1}e^{j\alpha/2}}{r_1}+\frac{e^{-j\beta_0 r_2}e^{-j\alpha/2}}{r_2}\right)\end{aligned} \tag{7.29}$$

为了简化这个等式，可以观察到由于P距离原点足够远，所以$r_1\approx r_2\approx r$，其中r表示天线阵列的中点到P点的距离。这个近似式可用在式（7.29）的分母中，但不能用于表示相位的项中，原因已经在前面讨论过。如果画出矢量r_1和r_2与半径矢量r平行，如图7-9b所示，那么可以得到表示相位那些项的合理近似。为了做这样的近似，观察到路径长度可表示为：

442

$$r_1\cong r-\frac{d}{2}\cos\phi \tag{7.30a}$$

$$r_2\cong r+\frac{d}{2}\cos\phi \tag{7.30b}$$

如图7-9b所示，在式（7.29）的分母中代入$r_1\approx r_2\approx r$，并将式（7.30）代入表示相位的项中，得

$$\begin{aligned}\hat{E}_\theta&=\hat{M}I\frac{e^{-j\beta_0 r}}{r}\underbrace{\left(e^{j[\beta_0(d/2)\cos\phi+(\alpha/2)]}+e^{-j[\beta_0(d/2)\cos\phi+(\alpha/2)]}\right)}_{2\cos[\beta_0(d/2)\cos\phi+(\alpha/2)]}e^{j(\alpha/2)}\\&=2\hat{M}I\frac{e^{-j\beta_0 r}}{r}e^{j(\alpha/2)}\cos\left(\pi\frac{d}{\lambda_0}\cos\phi+\frac{\alpha}{2}\right)\end{aligned} \tag{7.31}$$

其中，代入了相位常数和波长的基本等式$\beta_0=2\pi/\lambda_0$。

为了画出该天线阵的方向性图，这里观察到固定距离r时，电场依赖于角度ϕ，为：

$$|\hat{E}_\theta|\propto\cos\left(\frac{\pi d}{\lambda_0}\cos\phi+\frac{\alpha}{2}\right) \tag{7.32}$$

因此，画方向性图的阵因子为：

$$F(\phi)=\cos\left(\frac{\pi d}{\lambda_0}\cos\phi+\frac{\alpha}{2}\right) \tag{7.33}$$

例7.4 假设天线阵列中的两天线之间的距离为半个波长，$d=\lambda_0/2$，两天线中的电

流同相，$\alpha=0°$。画出天线阵的方向性。

解：式（7.33）中的阵因子变为：

$$F(\phi)=\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\phi\right)$$

如图7-10a所示。该方向性图取决于下列观测到的物理变量。由每一根天线出发的电波，当其向着远离天线的方向传播时，经历了 $\angle -2\pi r/\lambda_0$ 的相移。首先研究$\phi=0°$的方向。从天线1出发的电波在到达观测场点时，其相对幅度为1。由天线2出发的电波，在由天线2向天线1方向的传播过程中，经历了 $\angle -2\pi(d/\lambda_0)=\angle -\pi$ 或者180°的相移。因此，从天线2出发的电波与从天线1出发的电波在到达观测场点时正好为180°反相。因此，两个电波在$\phi=0°$方向相互抵消。类似地，当$\phi=180°$时，在该方向性图中也得到零值，因为两个电波在到达场点时反相。现在考虑天线阵两侧的点，$\phi=90°$和$\phi=270°$。在这种情况下，由两天线出发的电波传播相同的距离，因此到达时为同相，所以相互增强，在方向性图中得到最大值。 443

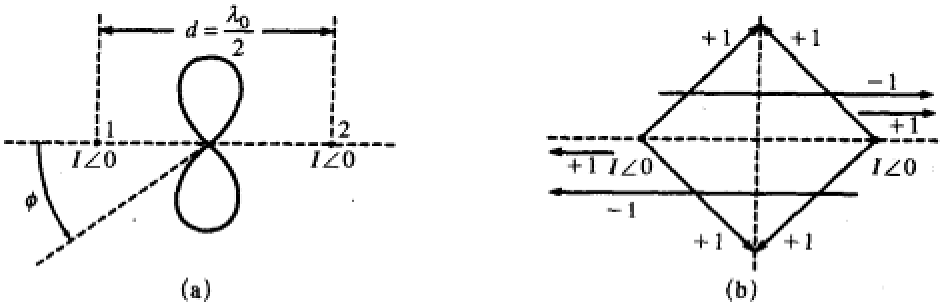


图7-10 例7.4：间隔为半波长的两全向源天线阵的方向性图，输入电流同相

例7.5 假设天线阵中两天线的间隔为半波长，$d=\lambda_0/2$，电流180°反相，$\alpha=\pi$。画出天线阵的方向性图。

解：式（7.33）中的阵因子变为：

$$F(\phi)=\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\phi+\frac{\pi}{2}\right)$$

方向性图如图7-11a所示。再次，该方性图与物理变量相比是较为简单的。由每一个天线出发的电波，向远离天线的方向传播时经历了 $\angle -2\pi(r/\lambda_0)$ 的相移。另外，对于天线1的情况，天线电流到达场点时可能有进一步的相移。首先研究$\phi=0°$的方向。由天

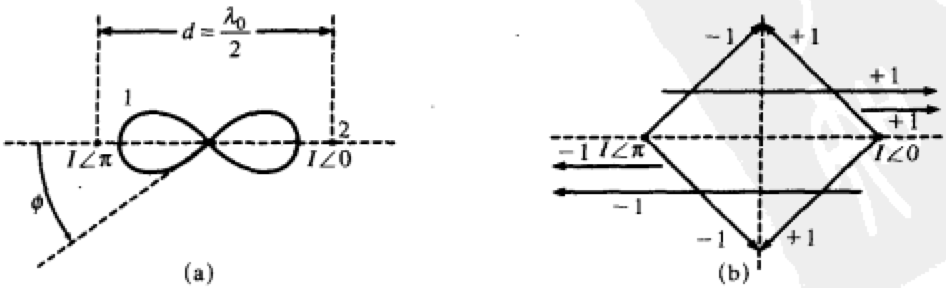


图7-11 例7.5：间隔为半波长的两全向源天线阵的方向性图，输入电流反相 444

线1出发的电波传播到达观测场点时具有−1的相对幅度。这是因为电波出发时有$\phi=180^\circ$的相角，而该相角是由于电流的相位差所造成的。由天线2出发的电波，在由天线2向天线1的传播过程中，经历了$\angle -2\pi(d/\lambda_0)=\angle -\pi$或180°的相移。由于电流的相角是0°，所以没有导致额外的相移。因此，由天线2出发到达场点的电波相位，与由天线1出发的电波相位相同。因此，两个电波在$\phi=0^\circ$方向叠加。类似地，当$\phi=180^\circ$时，也得到天线阵辐射场的最大值，因为两个电波在到达场点时同相。由天线1出发的电波经历了−180°的相移，因为该电波必须传播$d=\lambda_0/2$的距离，而因为电流的相角为180°，所以又有附加的180°相移，使总的相移为0。因此，由天线1出发的电波和由天线2出发的电波到达场点时同相。现在考虑天线阵两侧的点，$\phi=90^\circ$和$\phi=270^\circ$。在这种情况下，由两天线出发的电波传播同样的距离，但是相位180°反相，这是因为天线1的电流初始时有180°的反相相位。因此，它们到达场点时相位180°反相，得到方向性图上的零值。

445

例7.6　假设天线阵中两天线的间隔为1/4波长，$d=\lambda_0/4$，两电流相位相差90°，$\alpha=\pi/2$。画出天线阵的方向性图。

解：式（7.33）中的阵因子变为：

446

$$F(\phi)=\cos\left(\frac{\pi}{4}\cos\phi+\frac{\pi}{4}\right)$$

方向性图如图7-12a所示。再次，该方向性图比使用物理变量相对简单。由每根天线出发的电波，向远离天线的方向传播，经历了$\angle -2\pi(r/\lambda_0)$的相移。此外，对于天线1的情况，天线电流可能有一个相角，导致到达场点的电波具有进一步的相移。首先研究$\phi=0^\circ$方向。由于电流相位角的缘故，由天线1出发的电波传播到观测场点时有90°的相角。由天线2出发的电波在从天线2到天线1的传播过程中，经历了$\angle -2\pi(d/\lambda_0)=\angle -(\pi/2)$或−90°的相移。由于电流的相角是0°，所以没有导致额外的相移。因此，到达场点的波的相位是−90°，与由天线1出发的电波到达时的90°相角正好反相。因此，两个电波相互抵消，在$\phi=0^\circ$时得到0值。现在考虑$\phi=180^\circ$的情况，由天线1出发的电波具有90°的初始相角。随着电波从天线1传播到天线2，电波经历了$\angle -2\pi(d/\lambda_0)=\angle -(\pi/2)$或−90°的相移。当电波到达场点时，总的相位是90°−90°=0°。由天线2出发的电波到达场点时，具有0°的相对相位，因为该电波由于电流相位差的缘故导致其初始相位角为0°。因此，两电场在$\phi=180^\circ$处叠加。现在考虑天线阵两侧的点，$\phi=90^\circ$和$\phi=270^\circ$。在这种情况下，由两天线出发的电波传播相同的距离但相位相差90°，因为电流的初始相位为90°反相。因此，电波到达时的相位相差90°，得到总的相位为$1+j1=\sqrt{2}\angle 45^\circ$。

方向性图中零值的位置通过设阵因子等于零来系统地确定：

$$F(\phi)=\cos\left(\frac{\pi d}{\lambda_0}\cos\phi+\frac{\alpha}{2}\right)=0$$

因此，方向性图中零值的位置通过求解下式来得到：

$$\frac{\pi d}{\lambda_0}\cos\phi+\frac{\alpha}{2}=\pm\frac{\pi}{2}$$

例如，在例7.4中，$d=\lambda_0/2$，$\alpha=0^\circ$，得到

$$\frac{\pi}{2}\cos\phi=\pm\frac{\pi}{2}$$

在$\cos\phi=\pm1$或者$\phi=0°$、180°时得到零值。对于例7.5，$d=\lambda_0/2$和$\alpha=180°$，得到

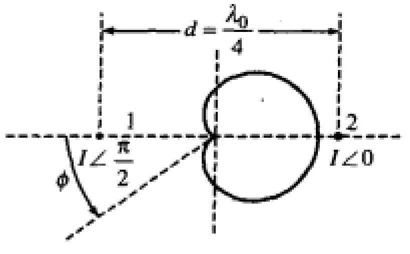
$$\frac{\pi}{2}\cos\phi+\frac{\pi}{2}=\pm\frac{\pi}{2}$$

447

在$\cos\phi=0$，-2或$\phi=\pm90°$时得到零值，$\cos\phi=-2$不代表一个物理角度。在例7.6中，$d=\lambda_0/4$、$\alpha=90°$，得到

$$\frac{\pi}{4}\cos\phi+\frac{\pi}{4}=\pm\frac{\pi}{2}$$

在$\cos\phi=1$，-3或者$\phi=-3°$时得到零值，$\cos\phi=-3$不代表一个物理角度。



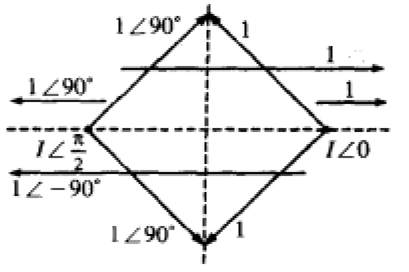


图7-12 例7.6：间隔为半波长的两全向源天线阵的方向性图，输入电流相位相差90°

7.4 天线的特性

前面考虑的天线分析起来相当简单，但分析其他天线时，包括确定它们的总辐射功率，最重要的是确定它们的辐射发射方向性图的形状就不那么简单了。这些更复杂的天线更常用的是通过被测量的参数，如方向性和增益、有效孔径或天线因子来表征它们的特性。本节的目的就是研究这些参数。

7.4.1 方向性和增益

天线的方向性$D(\theta,\phi)$，是用来衡量天线在远离天线的固定距离r处的某特定方向(θ,ϕ)上集中辐射功率的程度。对基本的偶极子、长偶极子和单极天线，可以注意到辐射功率的最大值在$\theta=90°$处，零值在$\theta=0°$和$\theta=180°$处。为了定量描述天线集中辐射功率的程度，定义辐射强度$U(\theta,\phi)$。

赫兹偶极子、磁偶极子和单极天线远场的平均功率密度具有以下形式：

$$\vec{S}_{av}=\frac{|\vec{E}_{\text{far field}}|^2}{2\eta_0}\vec{a}_r=\frac{E_0^2}{2\eta_0 r^2}\vec{a}_r \tag{7.34}$$

其中，E_0依赖于θ、天线类型和天线电流。注意，由于远场电场和磁场与距离成反比，所以功率密度依赖于距离平方的倒数。为了得到与距离无关的辐射功率关系式，将式(7.34)乘以r^2并定义所得到的变量为*辐射强度*，即：

$$U(\theta,\phi)=r^2S_{av} \tag{7.35}$$

448

辐射强度是θ和ϕ的函数，但与距天线的距离无关。总的平均功率为：

$$
\begin{aligned}
P_{rad} &= \oint \vec{S}_{av} \cdot \vec{ds} \\
&= \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} S_{av} \underbrace{r^2 \sin\theta \, d\theta \, d\phi}_{ds} \\
&= \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} U(\theta, \phi) \sin\theta \, d\phi \, d\theta \\
&= \oint_S U(\theta, \phi) \, d\Omega
\end{aligned}
\tag{7.36}
$$

其中，在球坐标系中的微分面积为$ds = r^2\sin\theta d\phi d\theta$[1]。变量$d\Omega = \sin\theta d\phi d\theta$为立体角$\Omega$的微元，立体角的单位为球面度（sr），则$U$的单位为瓦每球面度（W/sr）。注意，当$U=1$时，式（7.36）的积分为$4\pi$。这样，总的辐射功率即是辐射强度在大小为$4\pi$sr的立体角上的积分。同时也要注意，平均辐射强度为总的辐射功率除以4πsr：

$$
U_{av} = \frac{P_{rad}}{4\pi} \tag{7.37}
$$

对于更复杂的天线的辐射强度也有同样定义。天线在某一个特定方向上的方向性$D(\theta, \phi)$，为该方向上的辐射强度与平均辐射强度的比值：

$$
D(\theta, \phi) = \frac{U(\theta, \phi)}{U_{av}} = \frac{4\pi U(\theta, \phi)}{P_{rad}} \tag{7.38}
$$

天线的方向性常常用天线在其最大辐射方向上的最大值来表示：

449

$$
D_{max} = \frac{U_{max}}{U_{av}} \tag{7.39}
$$

天线的方向性$D(\theta, \phi)$只是天线方向性图形状的函数。而另一方面，增益$G(\theta, \phi)$考虑了天线的损耗。对于无耗天线，方向性系数和增益相等。假定天线输入的总功率为P_{app}，仅有P_{rad}被辐射出去，两者之差即是天线的欧姆损耗，同时也包含了其他一些内在的损耗，如单极天线接地平面的非理想性。如果定义效率因子e为：

$$
e = \frac{P_{rad}}{P_{app}} \tag{7.40}
$$

那么，增益与方向性的关系为：

$$
G(\theta, \phi) = eD(\theta, \phi) \tag{7.41}
$$

其中，定义增益为：

$$
G(\theta, \phi) = \frac{4\pi U(\theta, \phi)}{P_{app}} \tag{7.42}
$$

对于大多数天线，效率接近100%。因此，增益和方向性系数近似相等。假设效率为100%，那么术语增益和方向性系数可以互换。

这里也有必要讨论各向同性的点源的概念。各向同性的点源是一种假想的无耗天线，它向所有方向辐射的功率都相等。由于这种天线是无耗的，因此，它的方向性系数和增益相等。如果各向同性的点源辐射或发射的总功率为P_T，则距离d处的功率密度为总的辐射功率除以半径为d的球面面积：

$$
\vec{S}_{av} = \frac{P_T}{4\pi d^2}\vec{a}_r \tag{7.43}
$$

可以计算出各向同性的点源的电场和磁场。可见，点源辐射的电磁波（局部）类似于均匀平面波，因此：

$$\bar{S}_{av} = \frac{|\vec{E}|^2}{2\eta_0} \tag{7.44}$$

比较式（7.43）和式（7.44），有：

$$|\vec{E}| = \frac{\sqrt{60P_T}}{d}\vec{a}_\theta \tag{7.45}$$

其中，代入了$\eta_0 = 120\pi\Omega$。

450

虽然各向同性的点源相当理想化，但它作为许多计算中的标准或参考天线还是很有用的。例如：由于各向同性点源是没有损耗的，方向性系数和增益相等。因此，两者均可用G_0来表示：

$$G_0(\theta, \phi) = \frac{4\pi U_0(\theta, \phi)}{P_T} = 1 \tag{7.46}$$

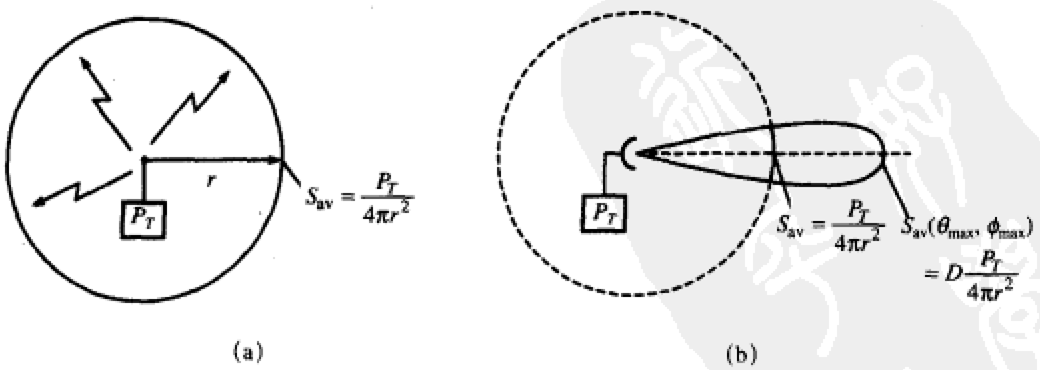
如图7-13举例说明了天线方向性（增益）的含义，如图7-13a所示为全相点源的方向性图——天线在所有方向上等功率辐射。如图7-13b所示为诸如喇叭天线或抛物面天线等向集中某一方向辐射功率的天线的方向性图。方向性系数是天线主波瓣上的功率密度与全向点源的功率密度之比，在该方向上的发射总功率P_T相同，并在相同的距离r处测量：

$$D = \frac{S_{av}(\theta_{max}, \phi_{max})}{P_T/4\pi r^2} \tag{7.47}$$

451

该式与式（7.38）相同：

$$U = r^2 S_{av}$$



（a）全相点源的方向性图；（b）一般天线的方向性图

图7-13 天线方向性的含义举例

因此，能求解具有增益G或方向性系数D的天线在距离r处的平均功率密度，天线输入端的输入功率为P_{app}，辐射的总功率为P_T：

$$S_{av} = G\frac{P_{app}}{4\pi r^2} = D\frac{P_T}{4\pi r^2} \tag{7.48}$$

例7.7　求无耗赫兹偶极子的增益。

解：赫兹偶极子的功率密度由式（7.4）给出，为：

$$S_{av} = 15\pi|\hat{I}|^2\left(\frac{dl}{\lambda_0}\right)^2\frac{\sin^2\theta}{r^2}$$

在天线两侧$\theta=90°$处有最大值，由式（7.5）给出的总的辐射功率为：

$$P_T = 80\pi^2\left(\frac{dl}{\lambda_0}\right)^2\frac{|\hat{I}|^2}{2}$$

因此，根据式（7.47），由于假设赫兹偶极子为无耗的，所以增益为：

$$G=1.5$$

例7.8　求无耗半波偶极子的增益。

解：由式（7.21）给出的半波偶极子的功率密度为：

$$S_{av} = 4.77\frac{|\hat{I}_m|^2}{r^2}F^2(\theta)$$

在方向$\theta_{max}=90°$处有最大值，因此$F(\theta_{max})=1$。总辐射功率为：

$$P_T = 73\frac{|\hat{I}_m|^2}{2}$$

由此，由式（7.47）给出的增益为：

452

$$G=1.64$$

据此，半波偶极子集中辐射功率的能力仅稍好于赫兹偶极子。然而，两天线之间有很大的区别。半波偶极子的辐射电阻远大于赫兹偶极子的辐射电阻，因此，可以用小得多的输入电流来辐射功率。四分之一波长单极天线的辐射功率为半波偶极子的一半（在地平面以上的空间内）。所以四分之一波长单极天线的增益是相应的半波偶极子的两倍，为3.28。

天线的增益或方向性系数常以分贝（dB）为单位给出。天线的增益用dB来表示为：

$$G_{dB} = 10\log_{10}(G) \tag{7.49}$$

赫兹偶极子的增益为$G=10\log_{10}(1.5)=1.76$dB。半波偶极子的增益为$G=10\log_{10}(1.64)=2.15$dB，四分之一波长的单极天线的增益为$G=10\log_{10}(3.28)=5.17$dB。具有显著集中辐射能力的天线，如喇叭天线和抛物面天线，具有非常大的增益，40dB的增益相当于10 000，即在最大辐射方向上的功率密度是将相同的总发射功率向各个方向均匀辐射时的功率密度的10 000倍。用于接收电视信号的卫星天线依赖于这些非常大的增益（60dB之多）来补偿在地球上接收到的来自于轨道卫星的非常小的功率密度，该功率密度只有10^{-12}W/m²数量级。

天线的增益按照某一参考天线的增益来规定。这儿所用的参考天线是全向点源，点源具有单位增益，$G_0=1$。在这种情况下，天线的增益是基于全向天线的增益：

$$G_{dB} = 10\log_{10}\left(\frac{G}{G_0}\right) \tag{7.50}$$

在一些实际情况下，天线的增益按照半波偶极子来规定。在这种情况下，天线增益为基于半波偶极子的增益：

$$G_{dB} = 10\log_{10}\left(\frac{G}{1.64}\right) \tag{7.51}$$

人们常常对两个天线之间的耦合感兴趣。一个天线作为发射天线，而另一个天线作为接收天线。这个问题中的一个重要原则是它们之间的互易性[1, 3~6]。互易性使源天线和接收天线能相互转换而不影响结果，只要源天线阻抗和接收天线的阻抗相等。此外，还存在其他一些特性，如当天线用于发射时，从天线终端看进去的阻抗与天线用于接收时，从终端看进去的戴维南阻抗相等。另外，天线的发射方向性图与接收方向性图相同。

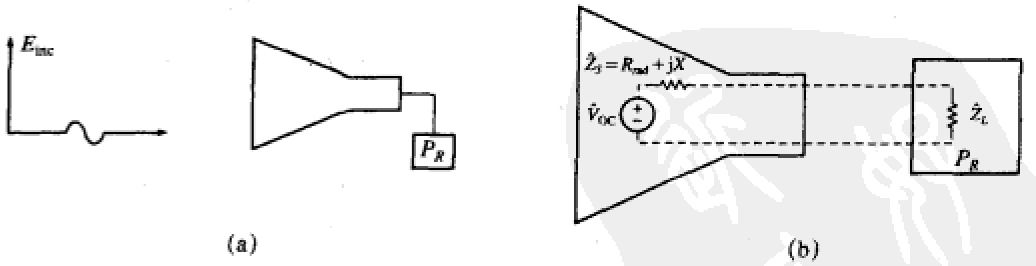
453

7.4.2 有效孔径

另外一个有用的概念便是天线的有效孔径。天线的有效孔径与天线从行波中提取能量的能力有关，如图7-14a所示。天线的有效孔径A_e是指（在其负载阻抗上）接收的功率P_R与入射波的功率密度S_{av}之比：

$$A_e = \frac{P_R}{S_{av}} \tag{7.52}$$

最大有效孔径A_{em}是指当负载阻抗与天线阻抗共轭匹配时即图7-14b中$\hat{Z}_L = \hat{Z}_S^*$，式(7.52)中的比值，这意味着发生了把最大功率传输给负载的情况，入射波的极化与天线的极化相匹配。对线性极化的入射波和接收天线，如当用于发射时能产生线性极化波的偶极子或单极天线来说，极化匹配的要求本质上意味着天线正对着入射波方向以产生最大响应；也就是说，入射波的电场矢量并行于接收天线当其用于发射时所产生的电场矢量方向。



(a) 有效孔径（面积）举例，(b) 接收天线的等效电路

图7-14 天线的接收特征

例7.9 例如计算赫兹偶极子天线的最大有效孔径。如果偶极子端接负载阻抗$\hat{Z}_L$，$\hat{Z}_L = R_{rad} - jX$，其中，偶极子的输入阻抗为$\hat{Z}_{in} = R_{rad} + jX$，假设偶极子没有损耗，那么，当入射波的电场矢量垂直于偶极子时，即$\theta = 90°$时，感应的电压最大。如图7-15所示。在天线终端产生的开路电压为：

$$|\hat{V}_{OC}| = |\hat{E}_\theta|\,dl \tag{7.53}$$

454

入射波的功率密度为：

$$S_{av} = \frac{1}{2}\frac{|\hat{E}_\theta|^2}{\eta_0} \tag{7.54}$$

由于负载匹配得以实现最大功率传输，所以接收到的功率为：

$$P_R = \frac{|\hat{V}_{OC}|^2}{8R_{rad}} = \frac{|\hat{E}_\theta|^2 dl^2}{8R_{rad}} \tag{7.55}$$

代入式（7.6），得R_{rad}的值：

455

$$P_R = \frac{|\hat{E}_\theta|^2 \lambda_0^2}{640\pi^2} \tag{7.56}$$

所以，最大有效孔径为：

$$A_{em} = \frac{P_R}{S_{av}} = 1.5\frac{\lambda_0^2}{4\pi} = \frac{\lambda_0^2}{4\pi}G \tag{7.57}$$

其中，可代入赫兹偶极子的系数：

$$G = 1.5 \tag{7.58}$$

可见，天线的最大有效孔径不是一定非与它的“物理孔径”有关系。

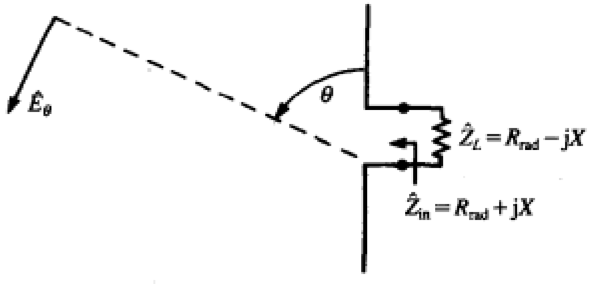


图7-15 例7.9：线性天线最大有效孔径A_{em}的计算举例

式（7.57）给出的结果为一般性结果，对更多一般的天线都有效。也就是说，用于接收的天线的最大有效孔径与当其用于发射时在入射波方向上的系数有关[1, 3~6]：

$$G(\theta,\phi) = \frac{4\pi}{\lambda_0^2}A_e(\theta,\phi) \tag{7.59}$$

A_e的方向（与接收天线有关的入射波的方向）就是增益G的方向（当天线用于发射时在该方向上的增益）。在假定天线是无耗天线的基础上，方向性系数D和增益G可以互换。

复习题7.4 求工作于150MHz的半波偶极子的最大有效孔径。

答案：0.522m^2。

7.4.3 天线因子

上述天线的性能在通信领域，诸如信号传输和雷达应用方面更常用。当天线用于EMC领域时，描述天线接收特性更常用的方法是使用天线因子的概念。考虑一个如图7-16a所示用于测量入射电场、线性极化均匀平面波的偶极子天线。该测量天线的终端与一接收机（如频谱分析仪）相连。测量设备所测得的电压用$\hat{V}_{rec}$表示。这个接收到的电压希望能与入射电场联系起来，这可以通过天线因子来实现。天线因子定义为测量天线表面的入射电场与天线终端接收到的电压之比：

456

$$AF = \frac{V/m(入射波)}{V_{接收}} = \frac{|\hat{E}_{inc}|}{|\hat{V}_{rec}|} \tag{7.60}$$

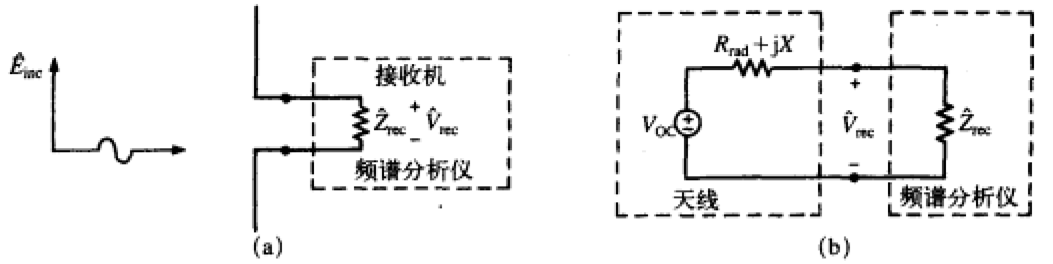
天线因子常以dB为单位，则：

$$AF_{dB}=dB\mu V/m\,(\text{入射场})-dB\mu V\,(\text{接收到的电压}) \tag{7.61a}$$

或

$$dB\mu V/m\,(\text{入射场})=dB\mu V\,(\text{接收到的电压})+AF_{dB} \tag{7.61b}$$

注意：天线因子的单位为1/m（米的倒数）。这个单位常常被忽略，天线因子一般用dB来表示。由天线制造商提供的天线因子常被作为测量天线使用频率范围内各频点上测量用的参数。如图7-17所示为典型的由天线制造商提供的一个双锥测量天线的天线因子曲线。已知场由标准测量场所的一些标准天线提供，如美国科罗拉多河大坝上的国际标准技术研究所（NIST）（旧称为国家标准局（NBS））。根据式（7.61），可以画出以dB为单位的天线因子的倒数，即所谓的天线有效高度h_e，见参考文献[1, 3～6]。 457



（a）一般电路；（b）等效电路

图7-16 天线因子

这些测量所得的天线因子中隐含了几个重要假设。如果这些隐含的假设条件中的任何一个没有附加在使用该天线的测量过程中，那么测量数据就是无效的。第一个重要假设是入射场的极化使天线有最大响应。对于偶极子或其他线性天线来说，这意味着引起

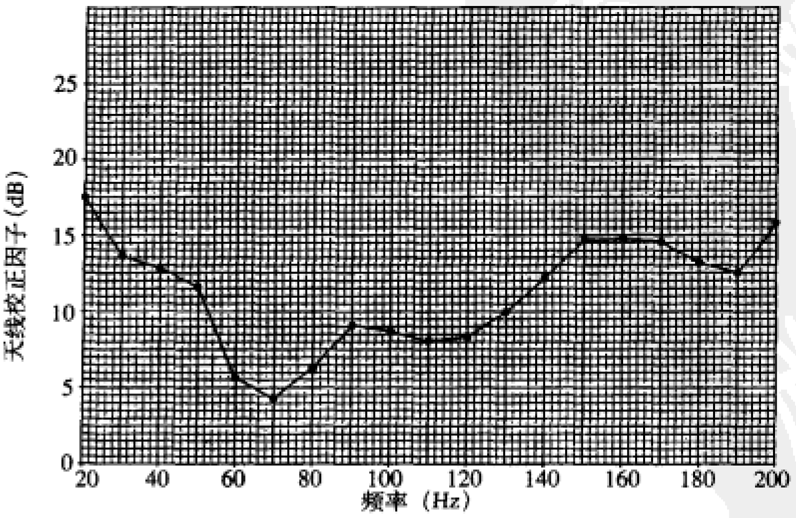


图7-17 典型的双锥EMC测量天线的天线因子与频率的关系曲线（经Eaton公司同意）

天线响应的是与天线轴相平行的入射场分量。通常这就是所期望的，因为天线在辐射发射是否符合规定限值的测量中，一般要求测量垂直极化场和水平极化场。第二个重要的隐含假设与所用的接收机的输入阻抗有关，该接收机不仅用于测量而且还用于校准天线。最常见的阻抗实际上是所有频谱分析仪的典型输入阻抗，即50Ω。不管怎样，天线制造商都应公开声明在校准中所用的终端阻抗。注意：这并没有假设接收机与天线匹配，它们常常是不匹配的。然而，从使用天线的天线因子校准曲线的立场出发，使用与天线校准时相同的终端阻抗才是重要的。

458

另一方面，假设希望从场强的表达式和最大有效孔径等计算出诸如偶极子天线等理想天线的天线因子。由于频谱分析仪的输入阻抗为$\hat{Z}_{rec}=(50+j0)\Omega$，因此，它是不匹配的，必须利用图7-16b所示的等效电路来求得结果。首先，在假设负载匹配的条件下，利用前面几节的结果计算$\hat{V}_{rec,\ matched}$，然后利用这个结果得到开路电压$\hat{V}_{OC}=2\hat{V}_{rec,matched}$，然后再利用图7-16b所示的等效电路来计算实际接收到的电压$\hat{V}_{rec}$，进而得到天线因子。

例7.10 作为一个利用测量数据来求解天线因子的例子，考虑如图7-18所示的测量天线的校准。一个已知的线性极化的均匀平面波入射到天线，当天线不存在时，在天线所在位置处的场强为60dBμV/m。一个30英尺长的RG-58U同轴电缆用于连接天线和50Ω的频谱仪。频谱分析仪的测量值为40dBμV。由于天线因子把入射电场与天线馈电点处的电压联系了起来，因此，必须找出频谱分析仪的读数与天线馈电点处的电压之间的关系。在入射波频率为100MHz时，同轴电缆的损耗为4.5dB/100英尺，所以必须在频谱分析仪的读数上加上1.35dB的电缆损耗，从而得到天线输入端处的电压为41.35dBμV，所以，天线因子为：

459

$$\mathrm{AF_{dB}} = 60\,\mathrm{dB\mu V/m} - 41.35\,\mathrm{dB\mu V} = 18.65$$

将频谱分析仪的读数转化为入射场的场强是非常简单的。只要在频谱分析仪以dBμV为单位的读数上加以dB为单位的天线因子和连接电缆损耗，就能得到以dBμV/m为单位的入射电场的场强：

$$E(\mathrm{dB\mu V/m}) = \mathrm{AF(dB)} + V_{SA}(\mathrm{dB\mu V}) + \text{电缆损耗(dB)} \tag{7.62}$$

注意，必须要加上连接电缆的损耗而不能减去，因为天线因子与天线输入端的电压有关，并没有包含任何连接电缆的损耗（除非天线制造商公开声明）。

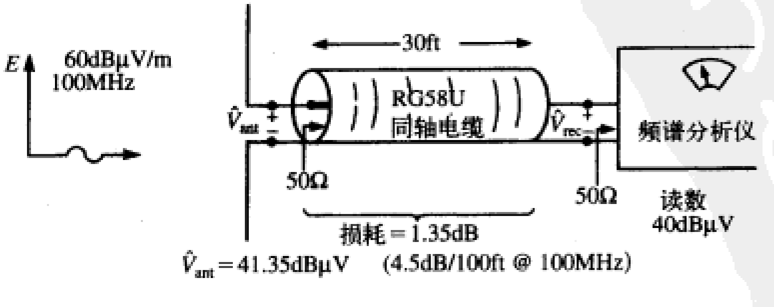


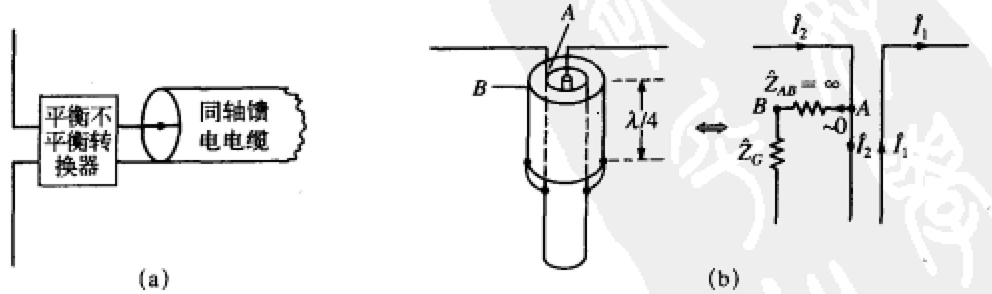
图7-18 利用天线因子计算接收点电压的例子

7.4.4 平衡及平衡不平衡转换器的作用

对于理想天线，具有一种内在的平衡结构。对于平衡结构的概念有很多种定义。一般情况下，但并不总是，这些看上去不同的定义会导致相同的结果。例如，考虑如图7-3a所示的长偶极子。在分析这种天线时，假定天线上臂z_1处的电流$\hat{I}(z_1)$与天线下臂$-z_1$处（该点到馈电点的距离与上臂对应点到馈电点的距离相等）的电流振幅值相等。从天线电流对称分布的角度出发，这种天线就具有内在的平衡结构。此外，也假设进入天线一端的电流与进入天线另一端的电流大小相等，方向相反。天线附近的金属障碍物，如接地平面，会打破这种平衡，导致天线的辐射方向稍稍偏离在假定天线臂上电流平衡条件下所得到的理想方向性图[7]。

其他一些因素也可能破坏天线上电流的平衡。用于将信号传送给天线的最常用的馈线类型是同轴电缆。在理想条件下，电流通过金属屏蔽层的内部返回馈源。如果这种类型的电缆与一平衡结构相连，如偶极子天线，那么，一部分电流将在屏蔽层的外表面流动。无论这部分电流是否流入导线并通过屏蔽层内部返回，它都将产生辐射。在屏蔽层的外表面流动的电流的大小取决于屏蔽层外表面与地之间的“对地阻抗”$\hat{Z}_G$和屏蔽层外表面的激励（无意激励）。

解决同轴电缆馈电带来的不平衡，最常见的方法是使用平衡不平衡转换器，该英文单词balun是“平衡”和“不平衡”两个词的缩写词，指的是从不平衡的同轴电缆到平衡的天线的转换。平衡不平衡转换器插入天线的输入端，如图7-19a所示。在使用同轴馈电电缆的情况下，平衡不平衡转换器的目的是增加屏蔽层和地之间的阻抗，如图7-19b所示是最常见的“直筒式的平衡不平衡转换器”。四分之一波长的屏蔽部分套在电缆的屏蔽层上，从馈电点开始，有四分之一波长的长度短接在一起。这样，在同轴电缆的外导体和内导体之间就形成了一段四分之一波长的短路传输线。从第4章可知，一根$\lambda/4$的短路传输线在其输入端等效为开路电路。因此，A点和B点之间的阻抗非常大（理论上是无限大），从而，屏蔽层内表面和地之间的阻抗也无限大。 460

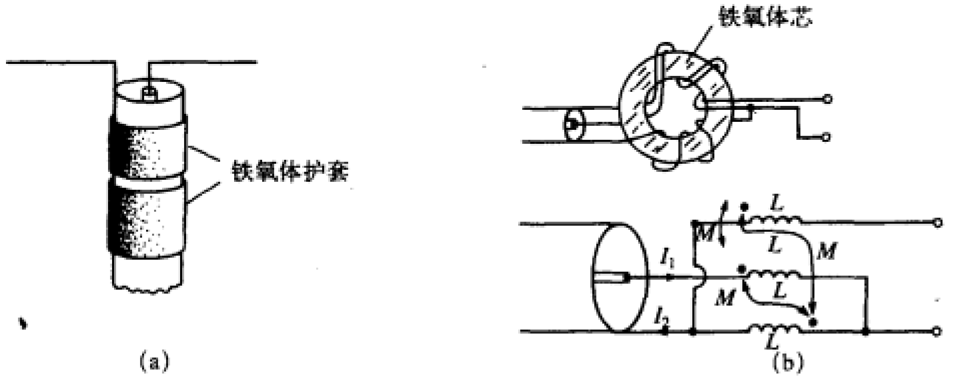


（a）使用分离的平衡不平衡转换器连接不平衡同轴电缆和平衡天线；（b）直筒式平衡不平衡转换器

图7-19 使用平衡不平衡转换器减小天线上的共模电流

形成平衡馈电还有其他方法。这些方法看上去也都是阻止屏蔽层外表面的电流。一种显而易见的方法是在同轴馈电电缆周围加上磁珠（在第5章中讨论过），如图7-20a所示磁珠的作用类似于共模扼流圈[8]。另一种方法是定制铁氧体环，如图7-20b所示[5]，其等

效电路也如图7-20b所示。铁氧体平衡不平衡转换器所能提供的“宽带平衡效应”所占带宽的比例为3：1，即可用频率上限和下限的比例因子3来表示。直筒式平衡不平衡转换器仅在四分之一波长的长度所对应的频率上工作，因此，其带宽有限。



(a) 使用铁氧体磁环；(b) 使用铁氧体线圈[5]

图7-20 减小共模电流的方法

平衡不平衡转换器的进一步讨论在参考文献[3～7]中给出。平衡在辐射发射的精确测量中是一个关键因素。如果天线的馈线系统是不平衡的，那么测量数据看上去符合规定限值，而实际上可能并不符合，因为不平衡导致了辐射特性的失真。宽带平衡不平衡转换器显然在符合性测量中是非常令人满意的，因为人们不希望在测量的每个频率上“重新调谐”平衡不平衡转换器。

461～462

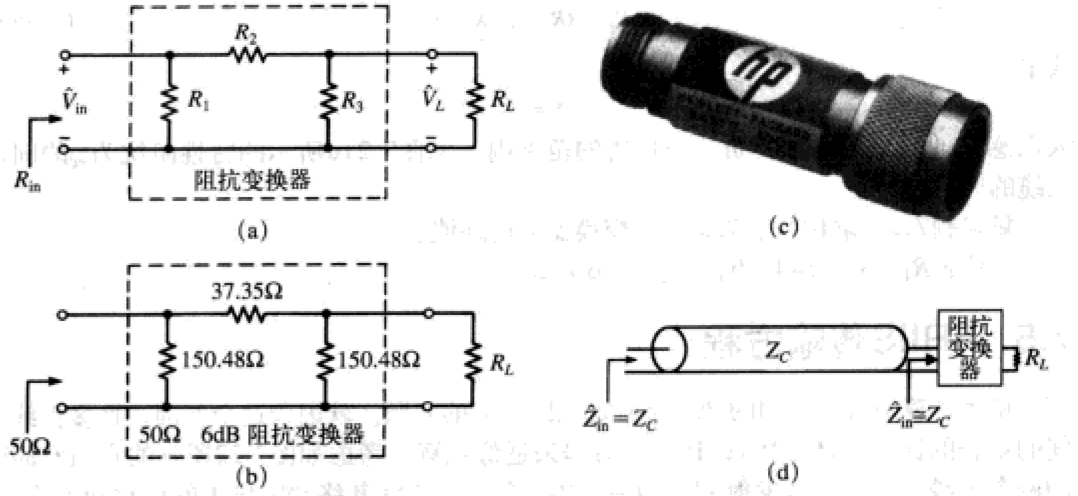
7.4.5 阻抗匹配和阻抗变换器的使用

从快速收集测量数据的角度出发，在验证一个产品的辐射发射是否符合规定限值的测量过程中，能否进行*扫频测量*的能力显然是很重要的。FCC建议使用半波偶极子天线。为了使用这类天线来测量30MHz~1GHz频率范围内的辐射发射，必须在每个频率上改变偶极子的长度，使偶极子在每个频率上的长度均为半个波长。一种更有效的方法是使用在第7.7节中讨论的双锥天线或对数周期天线等*宽带测量天线*。这些天线的校准如前面所述。校准数据常常为天线因子随频率变化的曲线。正如前面所指出的，当得到天线因子时，不仅假设天线是平衡的（测量天线常常内置平衡不平衡转换器），而且还假设*从天线输入端看进去的端阻抗为*50Ω，虽然用于测量天线端电压的频谱分析仪和接收机常常具有50Ω输入阻抗，但几乎它们总是需要通过连接电缆来与天线相连，如图7-18所示。如果同轴电缆的特性阻抗也是50Ω（常常是这种情况），那么从连接接收机的同轴电缆看进去的阻抗也是50Ω，因为该电缆与接收机匹配。

这样就如在天线的校准过程中所假设的一样，天线在所有频率上的阻抗都是50Ω。如果因为一些原因，在电缆的接收机一端的端阻抗不是50Ω，那么电缆从天线端看进去的阻抗也不是50Ω，因为电缆是不匹配的，而且，该阻抗还随着频率的变化而变化。*当且仅当电缆端接匹配负载阻抗$\hat{Z}_L=Z_C$时，电缆的输入阻抗才与频率无关并等于它的特性阻抗Z_C(通常为50Ω)*。其他利用端阻抗值提供匹配终端的一种方法是使用*阻抗变换器*。

阻抗变换器是一种简单的阻性网络，不管终端阻抗是多少其输入阻抗保持不变。阻抗变换器典型的拓扑结构为“π”结构，如图7-21a所示，其结构类似于字母“π”。也可选用其他结构，如“T”形结构。由于是电阻电路，这些阻抗变换器虽然能够提供很宽频率范围内的阻抗匹配（它们被称为宽带器件），但也带来了插入损耗。一个50Ω、6dB的阻抗变换器的电阻值和示意图如图7-21b所示。一种在市场上销售的阻抗变换器的照片如图7-21c所示。

463



（a）π型阻抗变换器；（b）50Ω、6dB的阻抗变换器；（c）商用阻抗变换器（经HP公司同意）；（d）使用阻抗变换器匹配同轴电缆

图7-21 使用阻抗变换器来匹配传输线

插入损耗（IL）定义为有和没有阻抗变换器时馈给负载的功率之比为：

$$\mathrm{IL_{dB}} = 10\log_{10}\left(\frac{P_{L,\text{ without pad}}}{P_{L,\text{ with pad}}}\right) = 20\log_{10}\left(\frac{|\hat{V}_L|_{\text{without pad}}}{|\hat{V}_L|_{\text{with pad}}}\right) \tag{7.63}$$

一般地，能够承受的插入损耗越大，阻抗变换器的匹配能力就越强，也就是负载阻抗的范围越宽，$R_{in} \approx Z_C$。为了举例说明这一点，考虑如图7-21b所示的50Ω、6dB的阻抗变换器。考虑终端阻抗的极端值：开路和短路。计算开路时的输入阻抗为：

$$R_{in,oc} = 150.48\|(37.35 + 150.48) = 83.55$$

短路时的输入阻抗为：

$$R_{in,sc} = 150.48\|37.35 = 29.92$$

如果阻抗变换器连接在50Ω的同轴电缆和负载之间，如图7-21d所示，对介于开路和短路之间的任何负载，电缆中的驻波比（VSWR）都小于1.67，两种情况下都有$|\Gamma_2| = 0.25$。通常，可接受的VSWR小于1.2，此时，负载更接近理想负载。如果$R_L = 50\Omega$，那么插入损耗为6dB。一个20dB、50Ω的阻抗变换器以更大的损耗为代价可提供更小的VSWR范围。例如，20dB、50Ω阻抗变换器的电阻为$R_1 = R_3 = 61.11\Omega$，$R_2 = 247.5\Omega$，对于短路负载，输入阻抗为49.01Ω，VSWR为1.02。对于开路负载，输入阻抗为50.01Ω，VSWR为

464~465

1.02。从图7-21a[1]可得到插入损耗为：

$$\mathrm{IL}=20\log_{10}\left[\left(\frac{R_3\|R_L}{R_2+R_3\|R_L}\right)^{-1}\right] \tag{7.64}$$

求解该式，得：

$$R_1=R_3=\frac{R_L(1+X)}{(R_L/Z_C)X-1} \tag{7.65a}$$

$$R_2=(R_3\|R_L)(X-1) \tag{7.65b}$$

其中，

$$X=10^{\mathrm{IL}/20} \tag{7.65c}$$

人们感兴趣的是在很宽的负载阻抗R_L的范围内，如图7-21d所示的特性阻抗为z_c的同轴电缆的匹配。

复习题7.5 求10dB、75Ω阻抗变换器的电路值。

答案：$R_1=R_3=144.37\Omega$，$R_2=106.73\Omega$。

7.5 FRIIS传输方程

精确计算两天线之间的耦合常常是难以克服的问题。就因为这个原因，许多天线之间的耦合的计算都是利用FRIIS传输方程来近似计算。考虑如图7-22所示的自由空间中的两个天线。一个天线发射的总功率为P_T，另一个天线其终端阻抗上的接收功率为P_R。发射天线的增益为$G_T(\theta_T,\ \phi_T)$，在发射方向$(\theta_T,\ \phi_T)$上的有效孔径为$A_{eT}(\theta_T,\ \phi_T)$。接收天线在该发射方向$(\theta_R,\ \phi_R)$上的增益和有效孔径分别为$G_R(\theta_R,\ \phi_R)$和$A_{eR}(\theta_R,\ \phi_R)$。接收天线处的功率密度为各向同性点源的功率密度乘以发射天线在发射方向上的增益：

$$S_{av}=\frac{P_T}{4\pi d^2}G_T(\theta_T,\phi_T) \tag{7.66}$$

接收功率为该功率密度与接收天线在发射方向上的有效孔径的乘积：

$$P_R=S_{av}A_{eR}(\theta_R,\phi_R) \tag{7.67}$$

将式（7.66）代入式（7.67），得：

466

$$\frac{P_R}{P_T}=\frac{G_T(\theta_T,\phi_T)A_{eR}(\theta_R,\phi_R)}{4\pi d^2} \tag{7.68}$$

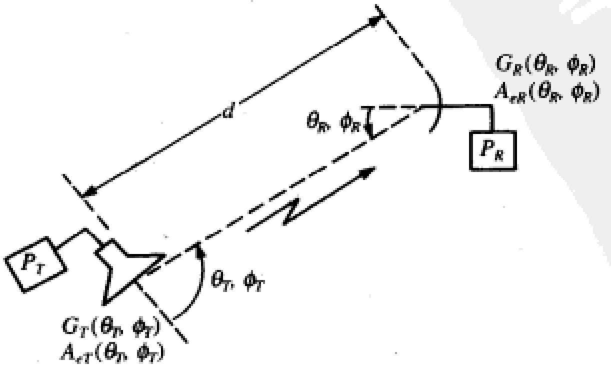


图7-22 用FRIIS传输方程计算以增益表示的两天线之间的耦合举例

用式（7.59）表示的增益来代替接收天线的有效孔径（假设负载匹配，极化方向匹配，则有效孔径为最大的有效孔径），将得到FRIIS传输方程最常见的形式：

$$\frac{P_R}{P_T}=G_T(\theta_T,\ \phi_T)G_R(\theta_R,\ \phi_R)\left(\frac{\lambda_0}{4\pi d}\right)^2 \tag{7.69}$$

距离发射天线d处的发射波的电场强度也能计算出来。所发射的电磁波的功率密度是均匀平面波的功率密度（局部）：

$$S_{av}=\frac{1}{2}\frac{|\hat{E}|^2}{\eta_0} \tag{7.70}$$

与式（7.66）相加，得到：

$$|\hat{E}|=\frac{\sqrt{60P_TG_T(\theta_T,\ \phi_T)}}{d} \tag{7.71}$$

467

因为$\eta_0=120\pi$。

在实际中，天线增益经常用dB来表示。若以dB为单位，FRIIS传输方程为：

$$10\log_{10}\left(\frac{P_R}{P_T}\right)=G_{T,\mathrm{dB}}+G_{R,\mathrm{dB}}-20\log_{10}f-20\log_{10}d+147.56 \tag{7.72}$$

在FRIIS传输方程中含有许多假设。为了使式（7.59）表示的增益和有效孔径之间的关系有效，接收天线必须与它的负载阻抗匹配，同时必须和来波极化匹配，否则FRIIS传输方程将导致耦合的上限（“最差情况”）。同时也要求两天线互相处于对方的远场区中。远场区常常被认为：

$$d_{\text{far field}}>\frac{2D^2}{\lambda_0}\quad（面天线）$$

或

$$d_{\text{far field}}>3\lambda_0\quad（线天线）$$

其中，D为天线的最大尺寸[1]。第一判断准则用于“面状天线”，第二判断准则用于“线状天线”。有效孔径的概念本身包含了在接收天线附近的来波类似于均匀平面波的假设。在发射天线远场区中的发射类似于点源发出的球面波，其仅仅是局部类似于均匀平面波，就如前面所有公式推导中的假设一样。两天线之间相距$2D^2/\lambda_0$，保证了球面波入射在天线末端表面的相位与平面波相差至少$\lambda_0/16$[1]。$3\lambda_0$准则保证了入射波的“波阻抗”近似等于自由空间的波阻抗。

例7.11 作为一个例子，计算两个半波偶极子天线之间的耦合。假设天线相距1000m，工作频率为150MHz，在最大接收方向上相互平行排列。发射偶极子由100V（峰值）、50Ω的源激励，如图7-8所示。根据图7-8b所示的等效电路，在7.2节中已经计算出辐射功率为21.36W。半波偶极子天线在天线侧面的主波束方向上的增益为2.15dB（1.64）。利用FRIIS传输方程计算所得的接收天线的电场为：

468

$$|\hat{E}|=\frac{\sqrt{60\times21.36\times1.64}}{1000}=45.85$$

由式（7.29）计算的值为：

$$|\hat{E}|_{\max}=60\frac{\hat{I}_m}{r}=60\frac{0.765\mathrm{A}}{1000}=45.90\qquad(\theta=90^\circ)$$

接收天线处的平均功率密度为：

$$S_{av} = \frac{1}{2}\frac{|\hat{E}|^2}{\eta_0} = 2.794$$

因此，匹配负载所接收到的平均功率为：

$$P_R = S_{av}A_{eR} = S_{av}\frac{\lambda_0^2}{4\pi}G_R = 2.794 \times 10^{-6} \times \frac{2^2}{4\pi} \times 1.64 = 1.459\,\mu W = -28.36$$

21.36W的辐射功率为43.30dBm，所以接收功率和发射功率的比值为：

469

$$\frac{P_R}{P_T} = -28.36\,dBm - 43.3\,dBm = -71.66$$

还可用另外一种方法来计算，即利用式（7.72）中的FRIIS传输方程，得：

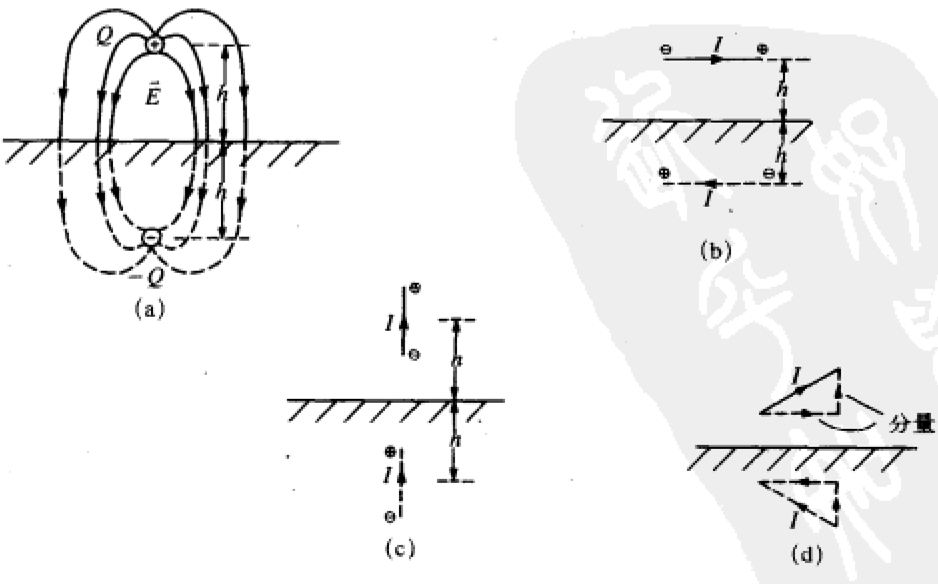
$$\frac{P_R}{P_T} = 2.15 + 2.15 - 20\log_{10}(150 \times 10^6) - 20\log_{10}(1000) + 147.56 = -71.66$$

7.6　反射的影响

辐射电磁场将在导电平面上发生反射以满足边界条件。在本节中将研究这一主要方面的内容。

7.6.1　镜像法

考虑如图7-23a所示的放置在理想导电平面上方的距离理想导电平面为h的点电荷Q。求解Q的场是十分困难的，除非用点电荷的镜像来代替理想导电平面对Q的场的影



（a）静电荷的镜像；（b）平行于地平面的电流的镜像；（c）垂直于地平面的电流的镜像；（d）电流分解为水平分量和垂直分量以确定其镜像

图7-23　无限大理想导电平面上电荷和电流的镜像举例

响。镜像代替地平面后，在地平面上方空间产生的电场分布必须保持不变。用地面下方距离地平面h处的负的点电荷$-Q$代替地平面后，在地平面上方所产生的场分布应与用镜像代替平面之前的场分布相同[1]。这从示意图中可以看得很清楚。边界条件电场在地平面上的切向分量等于零也必须满足。

接下来考虑图7-23b所示的在理想导电平面上方，距离为h处与地平面平行的电流元I。由于电流代表了流动的电荷，可以想象在电流元的右端聚集了正的电荷（沿电流流动的方向），而在电流元的左端聚集了相同数量的负电荷。这种现象允许模拟静电荷的分布来得到电流元的镜像，如图7-23b所示：电流元的镜像在地平面下方h处并平行于地平面，方向与原电流元方向相反。同样，如图7-23c所示的与地面垂直的电流元，地平面应被在地平面下方h处的垂直于地平面，方向与原电流元方向相同的镜像电流元所代替。如果一个电流元既不是水平放置也不是垂直放置，那么就将其分解为如图7-23d所示的几个分量。每个分量的镜像如上所述，然后再合成为总的镜像。 470

7.6.2 均匀平面波在平面材料边界上的垂直入射

考虑如图7-24所示的均匀平面波垂直入射到两种媒质之间的边界面上。显然，一部分波将在边界处反射，另一部分将穿过边界继续传播。这里用相位复矢量的形式表示入射波，即：

$$\vec{\hat{E}}_i = \hat{E}_i e^{-\hat{\gamma}_1 z}\vec{a}_x = \hat{E}_i e^{-\alpha_1 z} e^{-j\beta_1 z}\vec{a}_x \tag{7.73a}$$

$$\vec{\hat{H}}_i = \frac{\hat{E}_i}{\hat{\eta}_1} e^{-\hat{\gamma}_1 z}\vec{a}_y = \frac{\hat{E}_i}{\eta_1} e^{-\alpha_1 z} e^{-j\beta_1 z} e^{-j\theta_{\eta 1}}\vec{a}_y \tag{7.73b}$$

其中，

$$\hat{\gamma}_1 = \sqrt{j\omega\mu_1(\sigma_1 + j\omega\varepsilon_1)} = \alpha_1 + j\beta_1 \tag{7.73c}$$

和 471~472

$$\hat{\eta}_1 = \sqrt{\frac{j\omega\mu_1}{\sigma_1 + j\omega\varepsilon_1}} = \eta_1\angle\theta_{\eta 1} \tag{7.73d}$$

（见附录B对均匀平面波的讨论），反射波可表示为：

$$\vec{\hat{E}}_r = \hat{E}_r e^{\hat{\gamma}_1 z}\vec{a}_x = \hat{E}_r e^{\alpha_1 z} e^{j\beta_1 z}\vec{a}_x \tag{7.74a}$$

$$\vec{\hat{H}}_r = -\frac{\hat{E}_r}{\hat{\eta}_1} e^{\hat{\gamma}_1 z}\vec{a}_y = -\frac{\hat{E}_r}{\eta_1} e^{\alpha_1 z} e^{j\beta_1 z} e^{-j\theta_{\eta 1}}\vec{a}_y \tag{7.74b}$$

与附录B中导出的一般解一致，注意根据波的坡印廷矢量，$\vec{\hat{S}} = \vec{\hat{E}} \times \vec{\hat{H}}$，电场和磁场矢量的方向就如同反射波中的功率流，沿$z$轴的负方向。传播进入第二种媒质的波可表示为：

$$\vec{\hat{E}}_t = \hat{E}_t e^{-\hat{\gamma}_2 z}\vec{a}_x = \hat{E}_t e^{-\alpha_2 z} e^{-j\beta_2 z}\vec{a}_x \tag{7.75a}$$

$$\vec{\hat{H}}_t = \frac{\hat{E}_t}{\hat{\eta}_2} e^{-\hat{\gamma}_2 z}\vec{a}_y = \frac{\hat{E}_t}{\eta_2} e^{-\alpha_2 z} e^{-j\beta_2 z} e^{-j\theta_{\eta 2}}\vec{a}_y \tag{7.75b}$$

其中，

$$\hat{\gamma}_2 = \sqrt{j\omega\mu_2(\sigma_2 + j\omega\varepsilon_2)} = \alpha_2 + j\beta_2 \tag{7.75c}$$

和

$$\hat{\eta}_2 = \sqrt{\frac{j\omega\mu_2}{\sigma_2 + j\omega\varepsilon_2}} = \eta_2\angle\theta_{\eta 2} \tag{7.75d}$$

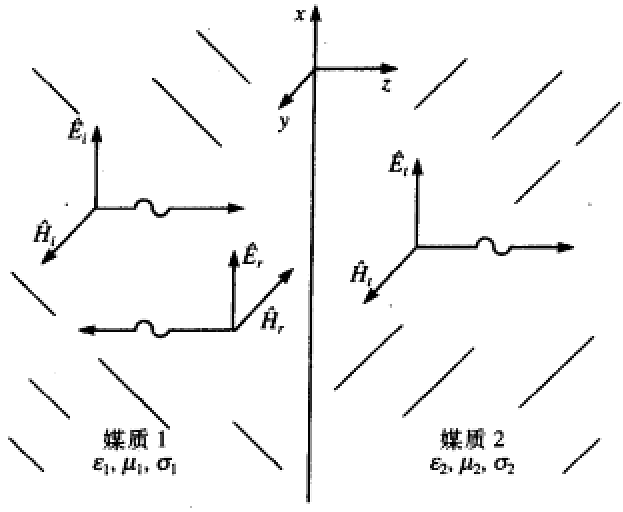


图7-24 垂直入射到两种媒质边界处的均匀平面波

在边界$z=0$处，边界条件要求与边界相切的电场总场连续。因为电场定义在x方向，所以得到：

$$\vec{\hat{E}}_i + \vec{\hat{E}}_r = \vec{\hat{E}}_t \quad (\text{当 } z=0 \text{ 时}) \tag{7.76a}$$

同样，由于两种媒质中任一种都不是理想导体，总的磁场强度矢量在边界上的切向分量必须连续，因此有：

$$\vec{\hat{H}}_i + \vec{\hat{H}}_r = \vec{\hat{H}}_t \quad (\text{当 } z=0 \text{ 时}) \tag{7.76b}$$

代入上述给出的场矢量形式，在$z=0$处计算，得[1]

$$\hat{\Gamma} = \frac{\hat{E}_r}{\hat{E}_i} = \frac{\hat{\eta}_2 - \hat{\eta}_1}{\hat{\eta}_2 + \hat{\eta}_1} = \Gamma\angle\theta_\Gamma \tag{7.77a}$$

和

$$\hat{T} = \frac{\hat{E}_t}{\hat{E}_i} = \frac{2\hat{\eta}_2}{\hat{\eta}_2 + \hat{\eta}_1} = T\angle\theta_T \tag{7.77b}$$

也有可能证明$1+\hat{\Gamma}=\hat{T}$。变量$\hat{\Gamma}$和$\hat{T}$分别表示边界面的反射系数和传输系数。证明$|\hat{\Gamma}| \leqslant 1$是很简单的事，$\hat{T}$的幅度则有可能超过1。注意，只有当两个区域都是无耗（$\sigma_1=\sigma_2=0$）时，$\hat{\Gamma}$和$\hat{T}$才是实数；否则，$\hat{\Gamma}$和$\hat{T}$为复数。

现在假定入射波的形式为$\vec{\hat{E}} = E_m e^{-\hat{\gamma}_1 z}\vec{a}_x$。其中，入射波的幅度为$E_m$，假设为已知。例如，入射波是由远处的天线所产生的，从7.5节中的结果可以知道如何利用FRIIS传输方程计算在边界不存在的情况下边界面处的电场值。因此，以入射场的振幅来表示的矢量场的形式为：

$$\vec{\hat{E}}_i = E_m e^{-\hat{\gamma}_1 z}\vec{a}_x \tag{7.78a}$$

$$\vec{\hat{H}}_i = \frac{E_m}{\hat{\eta}_1} e^{-\hat{\gamma}_1 z}\vec{a}_y \tag{7.78b}$$

$$\vec{\hat{E}}_r = \hat{\Gamma} E_m e^{\hat{\gamma}_1 z}\vec{a}_x \tag{7.78c}$$

$$\vec{\hat{H}}_r = -\frac{\hat{\Gamma} E_m}{\hat{\eta}_1} e^{\hat{\gamma}_1 z}\vec{a}_y \tag{7.78d}$$

$$\vec{\hat{E}}_t = \hat{T} E_m e^{-\hat{\gamma}_2 z}\vec{a}_x \tag{7.78e}$$

$$\vec{\hat{H}}_t = \frac{\hat{T} E_m}{\hat{\eta}_2} e^{-\hat{\gamma}_2 z}\vec{a}_y \tag{7.78f}$$

将这些相量形式乘以$e^{j\omega t}$，并取其实部得到场矢量的时域形式：

$$\vec{E}_i = E_m e^{-\alpha_1 z}\cos(\omega t - \beta_1 z)\vec{a}_x \tag{7.79a}$$

$$\vec{H}_i = \frac{E_m}{\eta_1} e^{-\alpha_1 z}\cos(\omega t - \beta_1 z - \theta_{\eta 1})\vec{a}_y \tag{7.79b}$$

$$\vec{E}_r = \Gamma E_m e^{\alpha_1 z}\cos(\omega t + \beta_1 z + \theta_\Gamma)\vec{a}_x \tag{7.79c}$$

474

$$\vec{H}_r = -\frac{\Gamma E_m}{\eta_1} e^{\alpha_1 z}\cos(\omega t + \beta_1 z + \theta_\Gamma - \theta_{\eta 1})\vec{a}_y \tag{7.79d}$$

$$\vec{E}_t = T E_m e^{-\alpha_2 z}\cos(\omega t - \beta_2 z + \theta_T)\vec{a}_x \tag{7.79e}$$

$$\vec{H}_t = \frac{T E_m}{\eta_2} e^{-\alpha_2 z}\cos(\omega t - \beta_2 z + \theta_T - \theta_{\eta 2})\vec{a}_y \tag{7.79f}$$

传入第二种媒质的波的平均功率密度矢量为：

$$\vec{S}_{av,t} = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left\{\vec{\hat{E}}_t \times \vec{\hat{H}}_t^*\right\} = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left\{\hat{T} E_m e^{-\hat{\gamma}_2 z}\frac{\hat{T}^* E_m e^{-\hat{\gamma}_2^* z}}{\hat{\eta}_2^*}\right\}\vec{a}_z = \frac{1}{2}\frac{E_m^2 T^2}{\eta_2} e^{-2\alpha_2 z}\cos\theta_{\eta 2}\,\vec{a}_z \tag{7.80}$$

其中，令$|\hat{T}| = T$，$|\hat{\eta}_2| = \eta_2$。注意：这只是一种简单计算，因为在第二种媒质中只存在一种波。为了结束本节，考虑从无耗区（$\sigma_1 = 0$）入射到理想导体表面上（$\sigma_2 = +\infty$）的入射波。理想导体的固有阻抗为零，即$\eta_2 = 0$，所以反射系数$\hat{\Gamma} = -1$（传输系数为零，这是合理的结果）。因此，反射电场与入射电场大小相等，方向相反：$\vec{\hat{E}}_r = -\vec{\hat{E}}_i$。这是合理的结果，因为反射电场必须在边界面处与入射电场相抵消以使在理想导体表面上的电场切向分量之和为零，就如边界条件所要求的。这样，区域I中的总场为：

$$\vec{\hat{E}}_1 = \vec{\hat{E}}_i + \vec{\hat{E}}_r = E_m(e^{-j\beta_1 z} - e^{j\beta_1 z})\vec{a}_x = -2jE_m \sin(\beta_1 z)\vec{a}_x \tag{7.81a}$$

$$\vec{\hat{H}}_i = \vec{\hat{H}}_i + \vec{\hat{H}}_r = \frac{E_m}{\eta_1}(e^{-j\beta_1 z} + e^{j\beta_1 z})\vec{a}_y = \frac{2E_m}{\eta_1}\cos(\beta_1 z)\vec{a}_y \tag{7.81b}$$

475

时域表达式为：

$$\vec{E}_1 = \mathrm{Re}\left\{\vec{\hat{E}}_1 e^{j\omega t}\right\} = 2E_m \sin(\beta_1 z)\sin(\omega t)\vec{a}_x \tag{7.82a}$$

$$\vec{H}_1 = \mathrm{Re}\left\{\vec{\hat{H}}_1 e^{j\omega t}\right\} = \frac{2E_m}{\eta_1}\cos(\beta_1 z)\cos(\omega t)\vec{a}_y \tag{7.82b}$$

这种总场代表的是驻波，场的幅度为：

$$|\hat{E}_1| = 2E_m|\sin(\beta_1 z)| = 2E_m\left|\sin\left(\frac{2\pi z}{\lambda_1}\right)\right| \tag{7.83a}$$

$$|\hat{H}_1| = 2\frac{E_m}{\eta_1}|\cos(\beta_1 z)| = 2\frac{E_m}{\eta_1}\left|\cos\left(\frac{2\pi z}{\lambda_1}\right)\right| \tag{7.83b}$$

将这些场画在图7-25中。注意，电场的最大值出现在$1/4\lambda_1$，$3/4\lambda_1$，…处，最小值（零）出现在$1/2\lambda_1$，λ_1，…处。磁场的最大值和最小值被电场的相应点以$1/4\lambda_1$间隔。从图7-25中还可以观察到波形上的相应点随距离以$1/2\lambda_1$的倍数而重复。

476

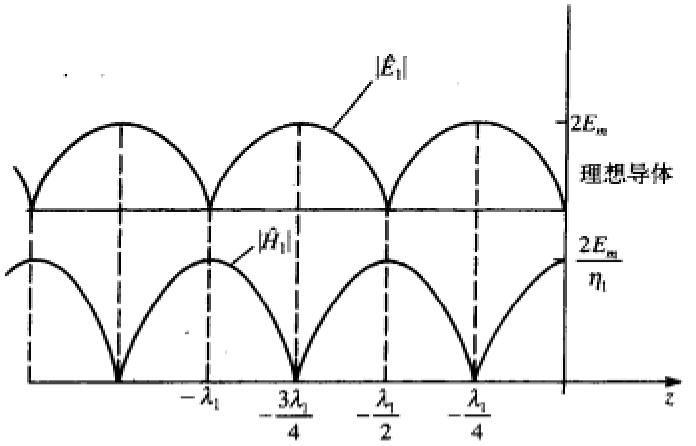


图7-25 垂直入射到理想导体上的均匀平面波的总场（入射波加反射波）从边界开始，距离为λ/2的倍数时，电场为零；而从边界开始，距离为λ/4的奇数倍时，磁场为零

例7.12 在自由空间中传播的10V/m，1MHz的均匀平面波垂直入射到一块铜的表面，求表面积为$2m^2$、厚为一个集肤深度的铜所消耗的功率。

解：从式（7.73c）和式（7.73d）计算自由空间（$\sigma_1=0$）的传播常数和固有阻抗为：

$$\hat{\gamma}_1 = \sqrt{j\omega\mu_0(j\omega\varepsilon_0)} = j\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0} = j\frac{\omega}{v_0} = j2.09\times10^{-2}$$

和

$$\hat{\eta}_1 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi = 377$$

因此，

$$\alpha_1 = 0$$
$$\beta_1 = 2.09\times10^{-2}$$
$$\eta_1 = 377$$
$$\theta_{\eta 1} = 0°$$

在铜内部，从式（7.75c）和式（7.75d）计算得：

$$\hat{\gamma}_2 = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma + j\omega\varepsilon_0)}$$
$$= \sqrt{j2\pi \times 10^6 \times 4\pi \times 10^{-7}\left(5.8 \times 10^7 + j2\pi \times 10^6 \times \frac{1}{36\pi} \times 10^{-9}\right)}$$
$$= \sqrt{4.58 \times 10^8 \angle 90^\circ}$$
$$= 2.14 \times 10^4 \angle 45^\circ$$
$$= 1.51 \times 10^4 + j1.51 \times 10^4$$

$$\hat{\eta}_2 = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{(\sigma + j\omega\varepsilon_0)}}$$
$$= \sqrt{\frac{j2\pi \times 10^6 \times 4\pi \times 10^{-7}}{5.8 \times 10^7 + j2\pi \times 10^6 \times (1/36\pi) \times 10^{-9}}}$$
$$= \sqrt{1.36 \times 10^{-7} \angle 90^\circ}$$
$$= 3.69 \times 10^{-4} \angle 45^\circ$$

因此，

$$\alpha_2 = 1.51 \times 10^4$$
$$\beta_2 = 1.51 \times 10^4$$
$$\eta_2 = 3.69 \times 10^{-4}$$
$$\theta_{\eta 2} = 45^\circ$$

由式（7.77b），得传输系数为：

$$\hat{T} = \frac{2\hat{\eta}_2}{\hat{\eta}_2 + \hat{\eta}_1} = 1.96 \times 10^{-6} \angle 45^\circ$$

因此，由式（7.80）可知铜内部的平均功率密度为：

$$S_{av} = \frac{1}{2}\frac{E_m^2 T^2}{\eta_2} e^{-2\alpha_2 z} \cos\theta_{\eta 2}$$

在$2m^2$表面的总功率为 $P_{av} = S_{av} \times 2m^2$，因此

$$P_{av} = 7.36 \times 10^{-7} e^{-2\alpha_2 z}$$

集肤深度为：

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu_0 \sigma}} = 66.1$$

消耗的功率为：

$$P_{dissipated} = P_{in} - P_{out} = 7.36 \times 10^{-7}(1 - e^{-2}) = 0.637$$

477～478

复习题7.6　一个100V/m、1MHz的均匀平面波在自由空间中传播时遇到了与之垂直的海洋表面，求面积为$10m^2$，深为一个集肤深度的海水（$\sigma = 4$s/m，$\varepsilon_r = 1$，$\mu_r = 1$）中所消耗的功率。

答案：1.2W。

7.6.3 多径效应

辐射场有可能经过很多不同的路径到达接收天线。根据这些路径的电长度，到达接收天线的信号互相之间可能为同相、反相或有一定的相位差。接收天线处的信号总场是所有入射到天线的电磁波的相量/矢量和。由于各条路径的电长度相差很大，因此，根据7.3节中所讨论的天线阵的情况，信号叠加时既可能相加也可能相消。考虑如图7-26所示的情况，发射天线和接收天线均位于接地的理想导电平面上，此时，测量天线所接收到的信号包含两种信号：通过产品发射点和测量天线之间的视距传输的*直射波*和由接地平面反射的*反射波*。在测量产品的辐射发射是否符合规定限值时，测试配制也位于接地平面上以使得接收到的辐射发射是直射波与反射波的叠加（见第2章）。现在将定量研究这种现象。

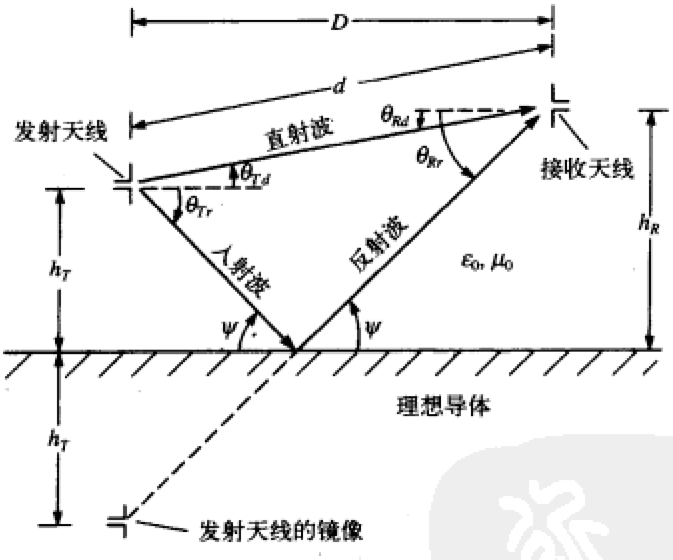


图7-26 接地平面上两天线之间的通信问题举例，接收场是直射波和反射波的场之和

假设发射天线和接收天线的电场强度分别用$E_T(\theta_T, \phi_T)$和$E_R(\theta_R, \phi_R)$来描述，天线的架设高度为h_T和h_R，相隔的水平距离为D。反射波在地平面上的入射角ψ和反射角相等[1]。这指的就是*香农定律*。直射波传播路径的长度为：

479

$$d = \sqrt{D^2 + (h_R - h_T)^2} \tag{7.84}$$

反射波可以认为是由发射天线的镜像所发射的，如图7-26所示。用发射天线的镜像代替理想导电平面可得到反射波传播路径的长度为：

$$d_r = \sqrt{D^2 + (h_R + h_T)^2} \tag{7.85}$$

由直射波在接收天线输入端感应的电压正比于

$$\hat{V}_d = \hat{V}_0\, E_T(\theta_{Td}, \phi_{Td}) E_R(\theta_{Rd}, \phi_{Rd}) \frac{e^{-j\beta_0 d}}{d} \tag{7.86}$$

已经假设天线均处于彼此的远场中，因此，接收天线处的局部电场类似于均匀平面波，所以依赖于1/d和$e^{-j\beta_0 d}$两项。反射波为发射波（在θ_T, ϕ_T方向上）与反射点的反射系数$\hat{\Gamma}$的乘积。接收天线输入端由反射波感应的接收电压的表达式为：

$$\hat{V}_r = \hat{V}_0 E_T(\theta_{Tr}, \phi_{Tr}) E_R(\theta_{Rr}, \phi_{Rr}) \hat{\Gamma} \frac{e^{-j\beta_0 d_r}}{d_r} \tag{7.87}$$

480

总的接收电压为式（7.86）和式（7.87）之和：

$$\begin{aligned} \hat{V} &= \hat{V}_d + \hat{V}_r \\ &= \hat{V}_0 E_T(\theta_{Td}, \phi_{Td}) E_R(\theta_{Rd}, \phi_{Rd}) \frac{e^{-j\beta_0 d}}{d} \\ &\quad + \hat{V}_0 E_T(\theta_{Tr}, \phi_{Tr}) E_R(\theta_{Rr}, \phi_{Rr}) \hat{\Gamma} \frac{e^{-j\beta_0 d_r}}{d_r} \\ &= \hat{V}_0 E_T(\theta_{Td}, \phi_{Td}) E_R(\theta_{Rd}, \phi_{Rd}) \frac{e^{-j\beta_0 d}}{d} \hat{F} \end{aligned} \tag{7.88a}$$

其中，

$$\hat{F} = 1 + \frac{E_T(\theta_{Tr}, \phi_{Tr}) E_R(\theta_{Rr}, \phi_{Rr})}{E_T(\theta_{Td}, \phi_{Td}) E_R(\theta_{Rd}, \phi_{Rd})} \hat{\Gamma} \frac{d}{d_r} e^{-j\beta_0 (d_r - d)} \tag{7.88b}$$

因此，地面反射可通过乘以因子$\hat{F}$来修正自由空间直射波的传播（无地平面存在时的耦合）。结果，FRIIS传输方程可通过乘以$\hat{F}$振幅值的平方（因FRIIS传输方程涉及了功率）来加以修正以说明地面的反射。

481

现在来考虑反射系数$\hat{\Gamma}$，需考虑两种情况：*平行极化*和*垂直极化*。这两种情况对应于符合性测量中所要求的测量天线的两种极化方式：*垂直极化*和*水平极化*。垂直（水平）极化如图7-27a所示。“垂直极化”指的是入射电场垂直于入射面。入射面由波的传播矢量和边界面的法线构成。在这种极化方式中，入射电场和反射电场矢量均平行于地平面。在地平面上的反射系数为[1]：

$$\hat{\Gamma}_H = \frac{\hat{E}_r}{\hat{E}_i} = -1 \tag{7.89a}$$

其中，用下标H来表示天线的水平极化。如果回顾边界条件，即理想导体表面电场的切向分量之和必须为零，那么这个结果是显而易见的。所以，反射波电场必定与入射波电场反相。

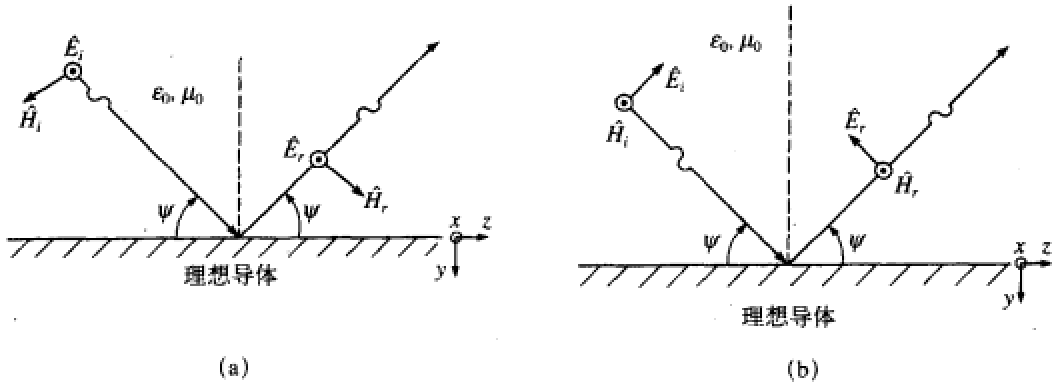
如图7-27b所示的平行极化指的是电场矢量与入射面平行，这对应于天线的垂直极化情况。这种极化方式的反射系数为[1]：

$$\hat{\Gamma}_V = \frac{\hat{E}_r}{\hat{E}_i} = +1 \tag{7.89b}$$

其中，下标V表示天线的垂直极化。当考虑理想导体表面的电场切向分量之和为零的边界条件时，这个结果也是显而易见的。在这种情况下，切向分量就是Z分量，在导体表面必须大小相等，相位相反。因此，入射波电场和反射波电场对于传播方向矢量而言必须保持不变，如图7-27b所示。

482

作为一个实际例子，计算电流元（赫兹偶极子）和诸如用于典型的FCC B级测量中的偶极子天线等的线性接收天线的地面反射系数。电流元和接收天线之间相距3m。电



(a) 垂直（水平）极化；(b) 入射波的平行（垂直）极化

图7-27 均匀平面波入射到理想导体上，反射系数的求解举例

流元（产品）放置于接地平面上方1m处。电流元和测量天线的方向相互平行，测量天线的高度必须在接地平面上方从1m到4m。首先考虑如图7-28a所示的水平极化的情况。式（7.88b）中的因子为：

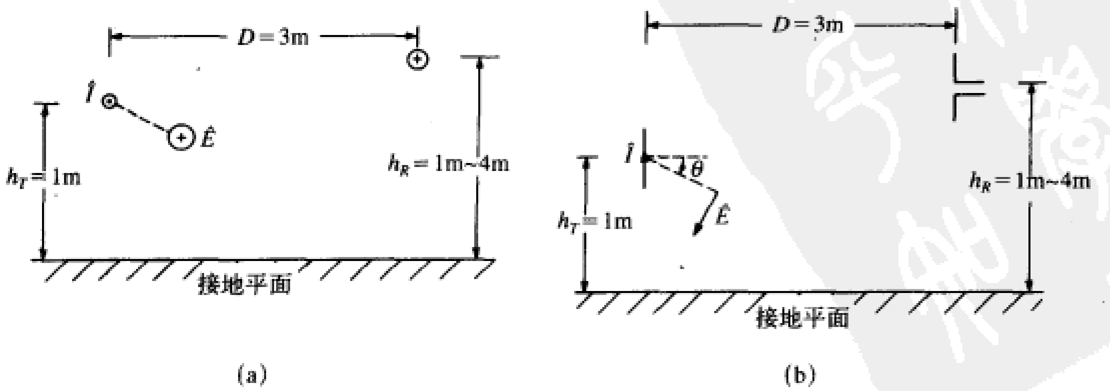
$$\hat{F}_H = 1 - \frac{d}{d_r} e^{-j(2\pi/\lambda_0)(d_r - d)}$$

其中，已代入了$\beta_0 = 2\pi/\lambda_0$。在这种情况下，反射系数$\hat{\Gamma}_H = -1$。在垂直于电流元及水平放置的测量天线的面内，电流元的发射是全向的。因此，由式（7.88b）所表示的电场分布是单一的。当测量天线在最小的扫描高度1m时，可得$d = 3\text{m}$（$h_r = 1\text{m}$），$d_r = \sqrt{13}\,\text{m}$。在最大扫描高度为4m时，$d = \sqrt{18}\,\text{m}$，$d_r = \sqrt{34}\,\text{m}$。所以，因子为：

$$\hat{F}_{1\text{m}} = 1 - 3\sqrt{\frac{1}{13}} e^{-j(2\pi/\lambda_0)(\sqrt{13} - 3)}$$

和

$$\hat{F}_{4\text{m}} = 1 - \sqrt{\frac{18}{34}} e^{-j(2\pi/\lambda_0)(\sqrt{34} - \sqrt{18})}$$



(a) 水平极化；(b) 垂直极化

图7-28 FCC B级辐射发射测试中反射波修正因子的求解

表7-1给出了30MHz~1GHz辐射发射频率范围内所选择的几个频点上的修正因子。垂直极化的修正因子要求考虑天线的方向性图。回想（对偶极子天线）方向性图上天线的两侧是天线的最大辐射方向而天线的终端处，辐射为零。天线的方向性图随着图7-26中的角度：θ_{Tr}、θ_{Td}、θ_{Rr}和θ_{Rd}的余弦而变化，如图7-28所示。

483

表7-1　水平极化修正因子

频率（MHz）	F_{1m}（dB）	F_{4m}（dB）
30	−8.32	−1.30
40	−6.24	+0.73
50	−4.54	+2.21
60	−3.12	+3.28
70	−1.92	+4.03
80	−0.90	+4.50
90	+0.00	+4.73
100	+0.78	+4.71
110	+1.47	+4.46
120	+2.07	+3.96
130	+2.61	+3.18
140	+3.08	+2.07
150	+3.49	+0.53
160	+3.85	−1.58
170	+4.17	−4.54
180	+4.44	−8.63
190	+4.67	−11.2
200	+4.86	−7.63
300	+4.78	+4.42
400	+0.43	−3.42
500	−15.1	+3.81
600	+1.10	−0.55
700	+4.93	+2.85
800	+4.69	+1.45
900	+0.07	+1.44
1 000	−14.0	+2.86

所以修正因子为：

$$\hat{F}_V = 1 + \frac{\cos\theta_{Tr}\cos\theta_{Rr}}{\cos\theta_{Td}\cos\theta_{Rd}}\hat{\Gamma}_V\frac{d}{d_r}e^{-j(2\pi/\lambda_0)(d_r-d)}$$

各种余弦函数为：

$$\cos\theta_{Tr} = \frac{D}{d}$$

$$\cos\theta_{Rr} = \frac{D}{d}$$

$$\cos\theta_{Tr} = \frac{D}{d}$$

$$\cos\theta_{Rr} = \frac{D}{d}$$

代入这些值和$\hat{\Gamma}_V = +1$，得

$$\hat{F}_V = 1 + \left(\frac{d}{d_r}\right)^3 e^{-j(2\pi/\lambda_0)(d_r - d)}$$

484～485

表7-2给出了所选择的几个频率处的修正因子的值。

表7-2　垂直极化修正因子

频率（MHz）	F_{1m}（dB）	F_{4m}（dB）
30	+3.80	+1.95
40	+3.69	+1.24
50	+3.54	+0.32
60	+3.36	−0.81
70	+3.14	−2.08
80	+2.88	−3.32
90	+2.58	−4.13
100	+2.24	−4.08
110	+1.86	−3.20
120	+1.42	−1.94
130	+0.94	−0.67
140	+0.40	+0.44
150	−0.19	+1.33
160	−0.85	+2.01
170	−1.58	+2.48
180	−2.37	+2.75
190	−3.24	+2.83
200	−4.15	+2.71
300	−3.73	−3.07
400	+2.43	+2.35
500	+3.95	−1.65
600	+2.07	+1.74
700	−4.95	−0.28
800	−3.31	+0.86
900	+2.25	+0.87
1 000	+3.94	−0.29

上述结果是在假定接收天线处于发射天线远场中的基础上得到的，因为场被假设为随距离的变化规律为$e^{-j\beta r}/r$。在较低的辐射发射测试频率上，接收（测量）天线有可能处于辐射器（产品）的近场中，这时，上述结果就不能应用。

7.7 宽带测量天线

正如已经指出的，FCC希望使用调谐的半波偶极子来测量辐射发射。从快速而有效地采集30MHz~1GHz整个频率范围内的辐射发射数据的立场出发，调谐半波偶极子不是具备吸引力的测量天线。它的长度必须在每个测量频率上调节到$1/2\lambda_0$。在最低频率30MHz，测量垂直极化发射时，偶极子的长度为5m或近似为15英尺。因此，在较低频率上的垂直极化测量，天线就不能够从1m到4m进行扫描。 486

一种更实际的测量技术是使用**宽带测量天线**，如**双锥天线**和**对数周期天线**。宽带天线是指在所用频带内具有以下两个特性的天线：

(1) 在整个频带内，输入阻抗相当稳定；

(2) 在整个频带内，方向性图保持不变。

在符合性验证的辐射发射测量中，双锥天线常用的频率范围是30MHz~200MHz，而对数周期天线常用的频率范围为剩下的一段，从200MHz到1GHz。对于1GHz以上的测量，通常采用喇叭天线[4~6]。在本节中，将描述宽带测量天线的特性。

7.7.1 双锥天线

无限长的双锥天线由两个半圆锥角为θ_h的圆锥体构成，并且在其馈电点处有一小间隙存在，如图7-29所示。电压源就在这个间隙处给天线馈电。这里适合用球坐标系来分析。在圆锥体的周围空间中（假设为自由空间），$\vec{J}=0$。根据对称性可知$\vec{\hat{H}}=\hat{H}_\phi\vec{a}_\phi$和$\vec{\hat{E}}=\hat{E}_\theta\vec{a}_\theta$。可用法拉第和安培定律求得场的形式如下[3~6]：

$$\hat{H}_\phi=\frac{H_0}{\sin\theta}\frac{e^{-j\beta_0 r}}{r} \tag{7.90}$$

487

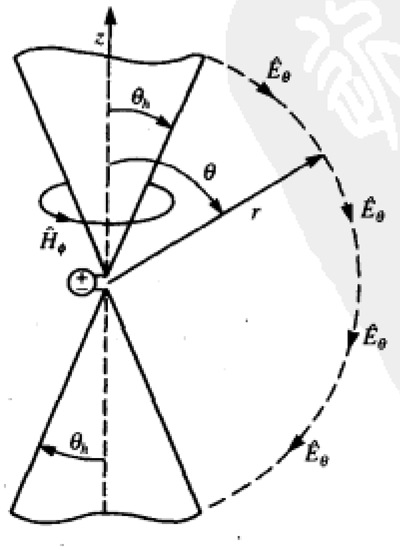


图7-29 无限长的双锥天线

和

$$\hat{E}_\theta = \frac{\beta_0}{\omega\epsilon_0}\frac{H_0}{\sin\theta}\frac{e^{-j\beta_0 r}}{r} = \eta_0\hat{H}_\phi \tag{7.91}$$

其中，H_0为常数。

注意，辐射场是*横电磁波*（TEM）*模式*，因为电场和磁场相互正交，并都与传播方向r方向正交，正如$e^{-j\beta_0 r}$项所表示的。因此，可以像传输线那样唯一地定义圆锥体上两点之间的电压。距离馈电点为r的两个圆锥体上两点之间所产生的电压为：

$$\hat{V}(r) = -\int_{\theta=\pi-\theta_h}^{\theta_h} \hat{\vec{E}}\cdot d\vec{l} = 2\eta_0 H_0 e^{-j\beta_0 r}\ln(\cot\tfrac{1}{2}\theta_h) \tag{7.92}$$

可用安培定律的积分形式求出圆锥体表面的电流：

$$\hat{I}(r) = \int_{\phi=0}^{2\pi} \hat{H}_\phi r\sin\theta\, d\phi = 2\pi H_0 e^{-j\beta_0 r} \tag{7.93}$$

$r=0$处电压和电流的比值即为馈电点处的输入阻抗：

488

$$\hat{Z}_{in} = \left.\frac{\hat{V}(r)}{\hat{I}(r)}\right|_{r=0} = \frac{\eta_0}{\pi}\ln(\cot\tfrac{1}{2}\theta_h) = 120\ln(\cot\tfrac{1}{2}\theta_h) \tag{7.94}$$

它是纯阻性的。通常通过选择圆锥半角来提供与馈线特性阻抗Z_c的匹配。天线输入端通常也包含平衡不平衡转换器。辐射电阻R_{rad}与（7.94）式给出的$\hat{Z}_{in}$相等，这是一个合理的结果。为此，可计算总的平均辐射功率为：

$$\begin{aligned}P_{rad} &= \oint_S \vec{S}_{av}\cdot d\vec{s} \\ &= \int_{\phi=0}^{2\pi}\int_{\theta=\theta_h}^{\pi-\theta_h}\frac{|\hat{E}_\theta|^2}{2\eta_0} r^2\sin\theta\, d\theta\, d\phi \\ &= \pi\eta_0 H_0^2\int_{\theta=0}^{\theta_h}\frac{d\theta}{\sin\theta} \\ &= 2\pi\eta_0 H_0^2\ln(\cot\tfrac{1}{2}\theta_h)\end{aligned} \tag{7.95}$$

辐射电阻定义为：

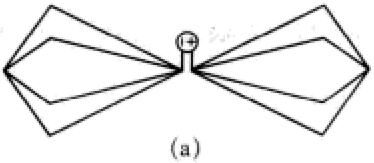
$$P_{rad} = \tfrac{1}{2}|\hat{I}(0)|^2 R_{rad} \tag{7.96}$$

将式（7.93）在$r=0$时的计算值代入式（7.96），得：

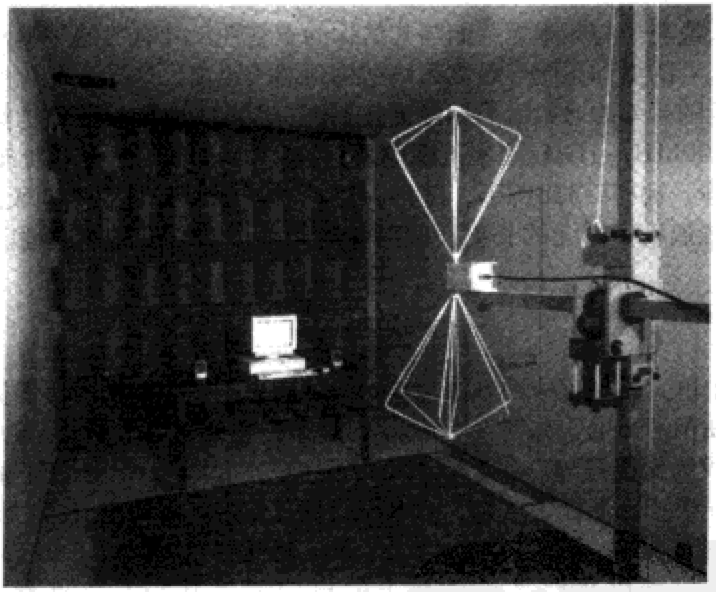
$$R_{rad} = \hat{Z}_{in} \tag{7.97}$$

可见，辐射场为球面波，$\vec{E}$在θ方向而$\vec{H}$在ϕ方向。对于从两侧$\theta=90^\circ$的方向入射到天线上的线性极化波，天线对相应分量的响应平行于它的轴。因此，这种天线可用来进行符合性验证中的垂直极化场和水平极化场的测量。还可看到，在无限大的频率范围内，这种天线从理论上讲它的输入阻抗和方向性图都是不变的。不幸的是，无限长的圆锥体显然是不切实际的，因此，实际的双锥天线由*截断的圆锥体*构成。有限长度的圆锥体会在终端引起不连续性，导致沿圆锥体向外传播的波的反射，这会在圆锥体上产生驻波，使输入阻抗具有虚部，而不再是与频率无关的纯实部。参考文献[3～5]表明对不同的圆锥体长度和半角，输入阻抗会有变化。另外一种切合实际的构成双锥的方法是使用导线

来近似圆锥体的表面，如图7-30所示。用于30~200MHz频率范围的一个双锥天线的照片如图7-30b所示。双锥天线的其他变形有如图7-31a所示的漏斗天线，它由放置在圆形接地平面上的一个圆锥体（截断）构成。这种天线可由同轴电缆来提供方便的平衡馈电。镜像法表明在接地平面上的漏斗天线的场与双锥天线的场相等。同样，它的辐射电阻也



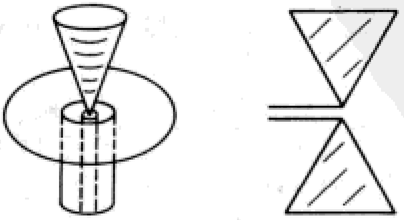
(a)



(b)

(a) 由导线构成的截断双锥天线；(b) 在符合性测试中的双锥天线的照片（经ETS-Lindgren公司同意）

图7-30 使用导线近似圆锥体表面的构成双锥的方法



(a) (b)

(a) 漏斗天线；(b) 领结形天线

图7-31 截断双锥天线的其他实现形式

是双锥天线的一半，因为漏斗天线的辐射功率仅为双锥天线的一半。另一种变形的双锥天线是领结形天线，如图7-31b所示，它由平坦的三角形薄片构成。三角形薄片既可由金属板构成，也可使用导线围成类似于三角形薄片的面积以减轻重量和缠绕负载。领结形天线常用来接收UHF电视信号，与以固体金属为材料的三角形薄片和圆锥相比，用导线围成三角形薄片会减小带宽。 489

复习题7.7 求输入阻抗为50Ω的无限长双锥天线所需要的半角。

答案：$\theta_h=66.8°$。

7.7.2 对数周期天线

对数周期天线属于与频率无关而与其结构的重复性尺寸有关的一类常见天线。对数周期天线结构尺寸的增加正比于距离天线结构顶端的距离。这导致对数周期天线的输入阻抗和辐射特性随频率的对数而周期性重复变化。因此，它们被认为是宽带天线。

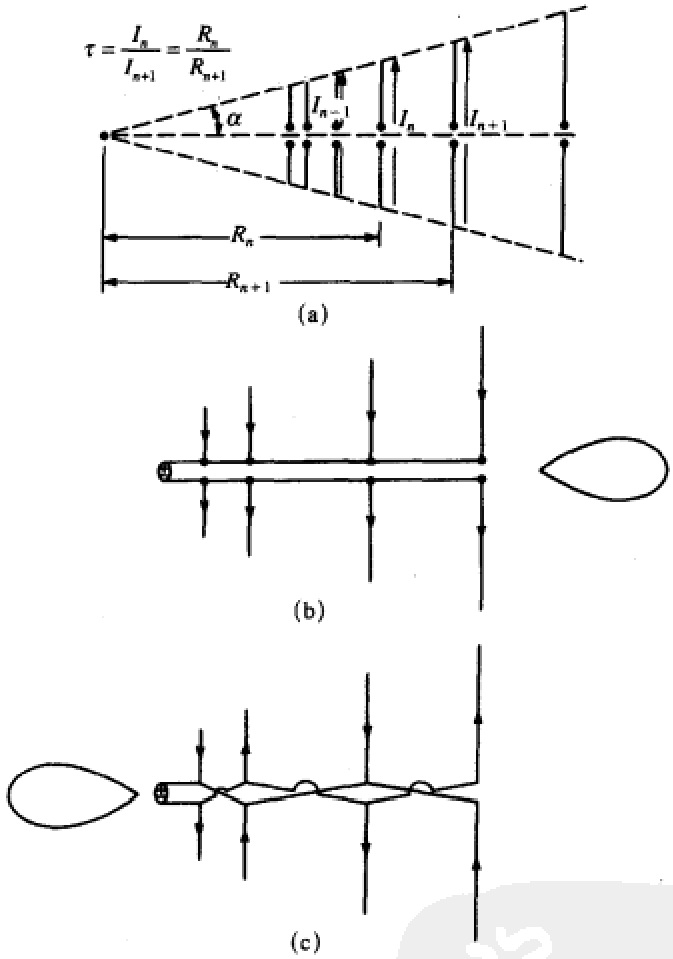
用于测量200MHz~1GHz频率范围内辐射发射最常用的对数周期天线的形式是对数周期偶极子阵，如图7-32b所示。这种天线具有其他所有对数周期天线结构的特性，即构成天线的各偶极子单元的长度、间隔和距天线顶端的距离都通过以下的常数联系起来：

$$\tau=\frac{l_n}{l_{n+1}}=\frac{R_n}{R_{n+1}} \tag{7.98}$$

对各偶极子单元馈电有两种方法，其中一种效果不好。如果所有偶极子单元平行地连在一起，并在顶端馈电，如图7-32b所示，那么，相邻偶极子单元上的电流方向相同。这可以将其看成为偶极子阵，用7.3节中的方法来分析求解。各偶极子单元根据波长依次靠近，结果导致相邻偶极子单元上的电流的相互作用。因为电流向右流动时，方向性图为一朝向右侧的波束。然而，右边偶极子单元将受到左边偶极子单元辐射的干扰，导致干扰效应。如果相邻偶极子单元上的电流通过转折交叉馈线而反相，如图7-32c所示，那么，波束将朝向左侧，由较短偶极子单元引起的干扰可忽略不计，它们的电流也可选择相位。用同轴电缆给对数周期天线馈电，并同时在相邻偶极子单元之间产生180°相移外加平衡的一种实用方法，如图7-33所示。同轴电缆穿过中空的导管与一半偶极子单元相连。同轴电缆的屏蔽层与该导管的*A*点相连，而它的中心导体与另一根导管的同一点*B*相连，这样就能够从天线的后部馈电，从而馈线不再会干扰方向性图，同时也能在相邻的偶极子单元间产生180°的相移。用于200MHz~1GHz频率范围的对数周期天线的照片如图7-34所示。 490~491

对数周期偶极子的截止频率（它的带宽）可以通过确定最短的半波偶极子单元所对应的频率（最高工作频率）和最长的半波偶极子单元所对应的频率（最低工作频率）来近似计算。对一个特定的工作频率，只有少数偶极子单元是有效的，它们所处的位置就是长度近似为半波长的偶极子所在的位置。因此，天线的有效区域随着在工作频率上成为有效辐射器的偶极子单元而作动态调节。正如以前所提到的，沿天线轴入射的线极化均匀平面波，当电场矢量的方向平行于天线阵的辐射偶极子单元时，它所产生的响应最大，因此该天线可用来在符合性验证中测量垂直和水平辐射发射。

对数周期偶极子阵的输入阻抗趋向于纯阻性，与频率无关，在50Ω~100Ω之间。对



（a）结构的重复性；（b）不推荐的激励方法；（c）推荐的激励方法

图7-32 对数周期天线

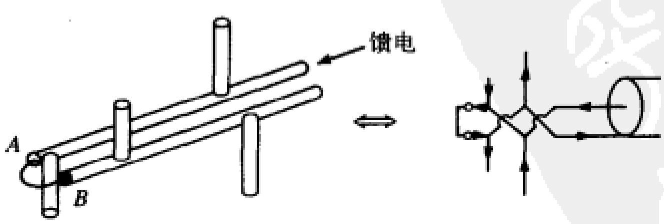


图7-33 对数周期天线的实际馈电方式

它的直接分析比理想双锥天线更困难。因此，常常采用各种不同的设计方程，对这方面的讨论见参考文献[4，5]。在辐射发射测量的频率范围：200MHz~1GHz内，驻波比保持低于2.0。

492 ~ 493

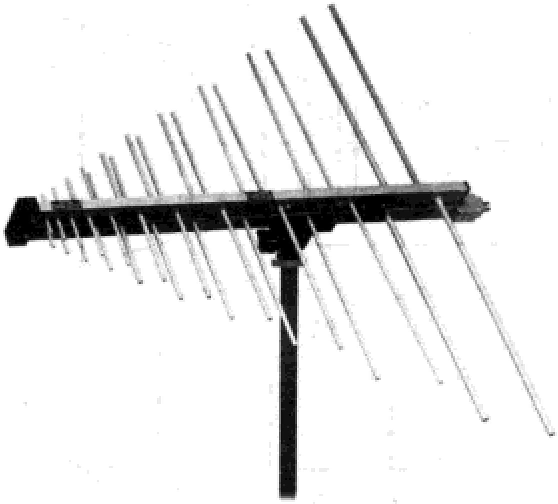


图7-34　用于符合性测量的对数周期天线的照片（经ETS-Lindgren公司同意）

复习题7.8　用于500MHz～10GHz频率范围内的对数周期天线，求最短和最长振子单元的长度。

答案：30cm和1.5cm。

习题

7.1　偶极子天线

7.1.1　考虑一长度为1cm，流有的电流相量为 $\hat{I}=10\angle 30^\circ$ A的赫兹偶极子，如果频率为100MHz，求距离偶极子10cm处，$\theta=45^\circ$时的电场和磁场。

[$\hat{E}_r=2069.67\angle -60.17^\circ$, $\hat{E}_\theta=991.4\angle -59.64^\circ$, $\hat{H}_\phi=0.575\angle 29.83^\circ$] 在此距离处，计算 $|\hat{E}_\theta|/|\hat{E}_r|$ 和 $|\hat{E}_\theta|/|\hat{H}_\phi|$ 的值。[0.479，1724.6]当距离等于1m和10m，且$\theta=45^\circ$时，重新计算上述各个变量。[$\hat{E}_r=4.701\angle -115.5^\circ$, $\hat{E}_\theta=4.033\angle -31.73^\circ$, $\hat{H}_\phi=1.306\times 10^{-2}\angle -25.52^\circ$，0.8579，308.8，$\hat{E}_r=4.247\times 10^{-2}\angle -92.73^\circ$, $\hat{E}_\theta=0.444\angle -2.74^\circ$, $\hat{H}_\phi=1.18\times 10^{-3}\angle -2.7^\circ$，10.45，376.08]求用波长表示的这些距离。[0.033，0.33，3.33]

7.1.2　求长度为5cm、流有3A电流的赫兹偶极子天线在频率为1MHz时距离偶极子天线2000m处、角度为45°时的远场。[$\hat{E}_\theta=33.3\angle -150^\circ$ μV/m, $\hat{H}_\phi=0.0884\angle -150^\circ$ μA/m]

7.1.3　求7.1.2题中的赫兹偶极子天线的平均功率密度。[1.47pW/m^2]

7.1.4　求7.1.2题中的赫兹偶极子天线的辐射电阻和总的平均辐射功率。[21.9μΩ，98.7μW]

494

7.1.5　考虑半径为1cm，流有电流 $\hat{I}=10\angle 30^\circ$ A的磁偶极子环天线。如果频率为100MHz，计算距离偶极子分别为$r=10$cm、1m和10m处，且$\theta=45^\circ$时的电场和磁场。[$\hat{E}_\phi=14.26$

$\angle -60.17$, $0.324\angle -115.52°$, $2.927\times10^{-2}\angle -92.7°$ $\hat{H}_r=0.3612\angle 29.83°$, $8.205\times10^{-4}\angle -25.5°$, $7.412\times10^{-6}\angle -2.73°$ $\hat{H}_\theta=0.173\angle 30.36°$, $7.04\times10^{-4}\angle 58.27°$, $7.746\times10^{-5}\angle -87.26°$] 求在这些距离处的$|\hat{H}_\theta|/|\hat{H}_r|$和$|\hat{E}_\phi|/|\hat{H}_\theta|$的值。[0.479，82.43，0.858，460.2，10.45，377.9]

7.1.6　求半径为5cm、流有3A电流的磁偶极子（环）天线在频率为1MHz时距离偶极子天线2000m处，角度为45°时的远场。[0.1096μV/m $\vec{a}_\phi$, 2.908×10^{-10}A/m $\vec{a}_\theta$]

7.1.7　求7.1.6题中的磁环的平均功率密度。[1.594×10^{-17}W/m²]

7.1.8　求7.1.6题中的磁环的辐射电阻和总的平均辐射功率。[2.374×10^{-10}Ω，1.068nW]

7.2　半波偶极子和四分之一波长单极天线

7.2.1　求工作频率为300MHz的半波偶极子在100m处垂直面内，如$\theta=90°$的电场和磁场。并求总的平均辐射功率[60mV/m，159.15μA/m，365mW，4.775μW/m²]

7.2.2　一个无耗1/4波长单极天线放置于理想导电接地平面上，由100V，300MHz，内阻为50Ω的激励源激励，计算总的平均辐射功率[23W]，并确定电场与天线之间的角度［$\theta=90°$］以及距离为100m处的功率密度。另外，电场矢量与地平面之间的方向关系如何？[23W，$E_\theta=0.674$V/m，0.602mW/m²，垂直]。

7.2.3　在习题7.2.2中，如果是1/5 λ的无耗单极天线，输入阻抗为(20−j50)Ω，重复上述计算[13.51W]。

7.2.4　在习题7.2.2中，如果是1/10 λ的无耗单极天线，输入阻抗为(4−j180)Ω，重复上述计算，计算总的平均辐射功率。[0.566W]

7.2.5　一个无耗偶极子天线通过一根阻抗为50Ω的无耗同轴电缆与馈源相连。馈源的开路电压为100V(RMS)，源阻抗为50Ω。如果馈源的频率恰好使偶极子的长度为半个波长而传输线的长度为1.3λ，求天线总的平均辐射功率和电缆中的VSWR值。[43.1W，218]

7.3　天线阵

7.3.1　两个相同的单极天线与地面垂直。两天线之间的距离为d并馈有相同大小的电流，如图7-9所示。根据以下条件画出地面的平面内天线阵的方向性图。(a) $d=\lambda_0/2$，$\alpha=90°$；(b) $d=\frac{5}{8}\lambda_0$，$\alpha=45°$；(c) $d=\lambda_0$，$\alpha=180°$；(d) $d=\frac{1}{4}\lambda_0$，$\alpha=180°$。

495

7.3.2　一个调幅广播波段发射站由地面上的两个垂直单极天线构成。两天线相距164ft，发射频率为1500kHz。馈给两天线的信号幅度相等，相位相差135°。画出地面上的电场方向性图。

7.3.3　两个偶极子相距1个波长，终端电流大小相等，相位相差90°。画出垂直于偶极子的电场方向性图。求出所有最大值和最小值的位置以及它们之间的相对值。[在±75.52°，±138.58°时无效，在0°、180°时最大值/最小值为±104.48°，±41.41°]

7.4　天线的特性

7.4.1　一个无损耗的半波偶极子天线，终端的输入电流为500mA。计算天线两侧3000m距离处的功率密度：(a) 利用7.2节中的结果直接计算；(b) 利用方向性来计算。[0.1326μW/m²]

7.4.2　考虑两个无耗的相距较宽的半波偶极子天线。如果发射天线的输入功率为10W，则具有匹配负载的另一个天线的接收功率为1mW。求当接收天线的负载变为(10+j0)Ω时的接

收功率。[0.336mW]

7.4.3　求工作频率为300MHz的半波偶极子天线的最大有效孔径。[0.1305m^2]

7.4.4　设天线的输入阻抗为 $\hat{Z}_a = R_a + \text{j}X_a$，最大方向性增益为$G$。求天线端接匹配负载时天线因子的表达式。[$\text{AF} = \left(2f/v_0\left|\hat{Z}_a\right|\right)\sqrt{\pi\eta_0 R_a/G}$]将结果以dB为单位来表示。[$\text{AF}_{\text{dB}} = 20\log f(\text{MHz}) - G(\text{dB}) - 20\log\left|\hat{Z}_a\right| + 10\log R_a - 12.79$]如果天线终端没有与匹配负载相连而是一般的负载阻抗$\hat{Z}_L$，重新计算天线因子。

[$\text{AF} = \left(\left|\hat{Z}_a + \hat{Z}_L\right|/\left|\hat{Z}_L\right|\right)(f/v_0)\sqrt{\pi\eta_0/GR_a}$，$\text{AF}_{\text{dB}} = 20\log f(\text{MHz}) - G(\text{dB}) - 20\log\left|\hat{Z}_L\right| + 20\log\left|\hat{Z}_a + \hat{Z}_L\right| - 10\log R_a - 18.81$]计算工作频率为300MHz，终端分别为（1）匹配负载；（2）50Ω时半波偶极子天线的天线因子[（1）$\text{AF}_{\text{dB}} = 14.7$；（2）$\text{AF}_{\text{dB}} = 18.26$]一个调频天线阻抗为 $\hat{Z}_a = 300\Omega$，增益为2.15dB，为了足以接收到信号匹配接收机（$\hat{Z}_L = 300\Omega$）所需要的最小信号为1μV或

496　0dBμV，求100MHz时的最小电场强度。[$E_{\text{inc,min}} = 0.29\text{dB}\mu\text{V/m} = 1.03\mu\text{V/m}$]

7.4.5　1.5m长的偶极子天线通过200ft（1ft＝0.3048m）的RG-58U型同轴电缆与50Ω的频谱分析仪连接。100MHz的均匀平面波入射到天线上，求入射电场和频谱分析仪输入端的接收电压之间的关系[$|\hat{V}_{\text{rec}}|_{\text{dB}\mu\text{V}} = -17.72 + |\hat{E}_{\text{inc}}|_{\text{dB}\mu\text{V/m}}$]求与FCC B级限值相对应的接收电压电平。[25.78dBμV]

7.4.6　设计一个用于300Ω系统的20dB衬垫。[$R_1 = R_3 = 366.67\Omega$, $R_2 = 1485\Omega$]

7.4.7　如图P7.4.7所示为用于匹配天线和传输线的1/4波长阻抗变换器。如果天线终端的输入阻抗为纯实数R_{in}，验证特性阻抗为Z_T的$\lambda/4$传输线的输入阻抗为Z_C，如果 $Z_T = \sqrt{R_{\text{in}}Z_C}$。

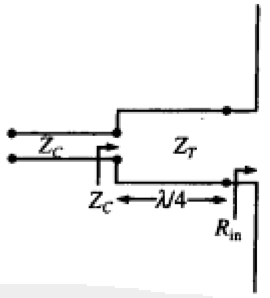


图　P7.4.7

7.5　Friis传输方程

7.5.1　所设计的飞机中的发射机要与地面站通信，为了正确接收，地面接收机必须接收到至少1μW的功率。设两个天线都是全向天线，飞机起飞后，飞机在地面站上方5000ft高度飞行，当飞机位于地面站正上方时，地面站接收到的信号功率为500mW。求飞机的最大通信距离。[670mi]

7.5.2　位于月球上的遥测发射机要向地球发送数据，发射机的功率为100mW。发射天线在传播方向上的增益为12dB。求为了接收到1nW的信号，接收天线的最小增益。月球到

497　地球的距离为238 857mi。发射频率为100MHz。[92.14dB]

7.5.3　设计一个微波中继链路。发射天线和接收天线之间的距离是30mi，两个天线在传播方向上的功率增益均为45dB。如果两天线均是无耗的，匹配的，频率为3GHz，求接收功率为1mW时的最小发射功率。[36.81W]

7.5.4　一架飞机上的天线被用来阻塞敌方的雷达。如果天线在传播方向上的增益为12dB，发射功率为5kW，求距敌方雷达2mi附近的电场强度。发射频率为7GHz。[0.68V/m]

7.5.5　一个无损耗的半波偶极子，由一个10V，50Ω的馈源激励，计算垂直于天线的面内10km距离处的电场强度。利用Friis传输方程计算你的结果并用式（7.20）来验证你的结果。[0.461mV/m]

7.6　反射的影响

7.6.1　参考图7-24，媒质1的参数为$\varepsilon_{r1}=4$，$\mu_{r1}=1$；媒质2的参数为$\varepsilon_{r2}=9$，$\mu_{r2}=4$。如果入射电场为 $\vec{E}=100\cos(\omega t-6\pi z)\vec{a}_x$，写出入射场的完整时域表达式，并求流过2m²表面面积的平均功率。

$$\Big[\vec{E}_i=100\cos(9\pi\times10^8t-6\pi z)\vec{a}_x,\ \vec{E}_r=\frac{100}{7}\cos(9\pi\times10^8t+6\pi z)\vec{a}_x,$$

$$\vec{E}_t=\frac{800}{7}\cos(9\pi\times10^8t-18\pi z)\vec{a}_x,\ \vec{H}_i=\frac{100}{188}\cos(9\pi\times10^8t-6\pi z)\vec{a}_y,$$

$$\vec{H}_r=-\frac{100}{7\times188}\cos(9\pi\times10^8t+6\pi z)\vec{a}_y,$$

$$\vec{H}_t=\frac{800}{7\times251}\cos(9\pi\times10^8t-18\pi z)\vec{a}_y,\ 52\ \text{W}\Big]$$

7.6.2　参考图7-24，媒质1的参数为$\varepsilon_{r1}=4$，$\mu_{r1}=16$；媒质2的参数为$\varepsilon_{r2}=9$，$\mu_{r2}=1$。如果入射电场为 $\vec{E}=10\cos[\omega t-(8\pi/3)z]\vec{a}_x$，写出入射场的完整时域表达式，并求流过5m²表面面积的平均功率。

498

$$\Big[\vec{E}_i=10\cos\left(10\pi\times10^7t-\frac{8\pi}{3}z\right)\vec{a}_x,$$

$$\vec{E}_r=-\frac{50}{7}\cos\left(10\pi\times10^7t+\frac{8\pi}{3}z\right)\vec{a}_x,\ \vec{E}_t=\frac{20}{7}\cos(10\pi\times10^7t-\pi z)\vec{a}_x,$$

$$\vec{H}_i=\frac{10}{754}\cos\left(10\pi\times10^7t-\frac{8\pi}{3}z\right)\vec{a}_y,$$

$$\vec{H}_r=\frac{50}{7\times754}\cos\left(10\pi\times10^7t+\frac{8\pi}{3}z\right)\vec{a}_y,$$

$$\vec{H}_t=\frac{20}{7\times126}\cos(10\pi\times10^7t-\pi z)\vec{a}_y,\ 162\ \text{mW}\Big]$$

7.6.3　参考图7-24，媒质1的参数为$\varepsilon_{r1}=9$，$\mu_{r1}=4$；媒质2的参数为$\varepsilon_{r2}=1$，$\mu_{r2}=16$。如果入射磁场为 $\vec{H}_i=0.1\cos(\omega t-8\pi z)\vec{a}_x$，写出入射场的完整时域表达式，入射电场矢量的方向在y方向，并求流过3m²表面面积的平均功率。

$$\Big[\vec{E}_i=-25.13\cos(4\pi\times10^8t-8\pi z)\vec{a}_y,$$

$$\vec{E}_r=-17.95\cos(4\pi\times10^8t+8\pi z)\vec{a}_y,$$

$$\vec{E}_t=-43.08\cos\left(4\pi\times10^8t-\frac{16\pi}{3}z\right)\vec{a}_y,$$

$$\vec{H}_i = 0.1\cos(4\pi\times10^8 t - 8\pi z)\vec{a}_x,$$

$$\vec{H}_r = -\frac{5}{7}\times0.1\cos(4\pi\times10^8 t + 8\pi z)\vec{a}_x,$$

$$\vec{H}_t = \frac{2}{7}\times0.1\cos\left(4\pi\times10^8 t - \frac{16\pi}{3}z\right)\vec{a}_x,\ 1.85\ \mathrm{W}]$$

7.6.4 参考图7-24，媒质1为自由空间，媒质2是不锈钢，$\varepsilon_r=1$，$\mu_r=500,\sigma=0.02\mathrm{S/m}$。入射电场 $\vec{E}_i=100\cos(2\pi\times10^9 t-20.94z)\vec{a}_x$，写出入射场的完整时域表达式，并计算媒质2中深度为1mm，表面积为$2\mathrm{cm}^2$的区域内所消耗的平均功率。

[499]

$$[\vec{E}_i = 100\cos(2\pi\times10^9 t - 20.94z)\vec{a}_x,$$

$$\vec{E}_r = 91\cos(2\pi\times10^9 t + 20.94z + 0.91^\circ)\vec{a}_x,$$

$$\vec{H}_i = 0.265\cos(2\pi\times10^9 t - 20.94z)\vec{a}_y,$$

$$\vec{H}_r = -0.241\cos(2\pi\times10^9 t + 20.94z + 0.91^\circ)\vec{a}_y,\ \vec{E}_t = 191e^{-83z}\cos(2\pi\times10^9 t - 475.62z + 0.43^\circ)\vec{a}_x$$

$$\vec{H}_t = 2.34\times10^{-2}e^{-83z}\cos(2\pi\times10^9 t - 475.62z - 9.47^\circ)\vec{a}_y,\ 3.8\ \mathrm{W}]$$

7.6.5 参考图7-24，媒质1是无损耗的，参数为$\varepsilon_r=9$，$\mu_r=1$。媒质2是有损耗的，其参数为$\varepsilon_r=1$，$\mu_r=1,\sigma=20\mathrm{S/m}$。入射场为 $\vec{E}_i=5\cos(10\pi\times10^8 t-10\pi z)\vec{a}_x$，写出入射场的完整时域表达式，并计算媒质2中深度为1mm，表面积为$1\mathrm{cm}^2$的区域内所消耗的平均功率。

$$[\vec{E}_i = 5\cos(10\pi\times10^8 t - 31.4z)\vec{a}_x,$$

$$\vec{E}_r = 4.27\cos(10\pi\times10^8 t + 31.4z + 170.9^\circ)\vec{a}_x,$$

$$\vec{H}_i = 0.04\cos(10\pi\times10^8 t - 31.4z)\vec{a}_y,$$

$$\vec{H}_r = -0.034\cos(10\pi\times10^8 t + 31.4z + 170.9^\circ)\vec{a}_y,$$

$$\vec{E}_t = 1.04e^{-198.69z}\cos(10\pi\times10^8 t - 198.69z + 40.81^\circ)\vec{a}_x,$$

$$\vec{H}_t = 0.074e^{-198.69z}\cos(10\pi\times10^8 t - 198.69z - 4.19^\circ)\vec{a}_y,\ 2.64\ \mu\mathrm{W}]$$

7.6.6 飞机利用雷达测高仪能精确计算它的低空高度，如果一架飞机在海洋上空飞行($\varepsilon_r=81$，$\mu_r=1,\sigma=4\mathrm{S/m}$)，计算从海面反射回来的传输功率的百分比和在海洋中损耗的传输功率的百分比，雷达频率为7GHz。[64.2%，35.8%]

7.6.7 一无线电波穿过垂直于它的铜导体表面，如果在距离导体表面1m处的总电场为0，那么求无线电波可能的最低频率。[150MHz]

7.6.8 修正由赫兹偶极子天线导出的地面反射系数，给出表7-1和表7-2中针对半波偶极子天线的地面反射系数。[水平：保持不变；垂直：用 $\cos\left(\frac{1}{2}\pi\sin\theta_i\right)/\cos\theta_i$ 代替 $\hat{F}_V$ 中的$\cos\theta_i$]

7.7 宽带测量天线

7.7.1 300Ω的双导线传输线与无限大的双锥天线相连，求可以使传输线和天线相匹配

的圆锥角。[9.38°]对于50Ω的传输线，重复上述计算。[66.79°]对如图7-31所示的锥形天线，重复上述计算。[0.77°, 47°]

7.7.2 求无限大双锥天线的方向性增益。[$D=\left[\sin^2\theta_h \ln\left(\cot\frac{1}{2}\theta_h\right)\right]^{-1}$]并求与50Ω传输线匹配的圆锥角所对应的最大增益。[2.84]

7.7.3 一个对数周期偶极子天线阵的工作频带为20MHz~1GHz。求最短的和最长的偶极子的长度。[15cm，75cm] 500

参考文献

1. C. R. Paul and S. A. Nasar, *Introduction to Electromagnetic Fields*, 2nd ed., McGraw-Hill, New York, 1987.
2. C. R. Paul, *Electromagnetics for Engineers*, Wiley, New York, 2004.
3. E. C. Jordan and K. G. Balmain, *Electromagnetic Waves and Radiating Systems*, 2nd ed., Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1968.
4. W. L. Stutzman and G. A. Thiele, *Antenna Theory and Design*, Wiley, New York, 1981.
5. C. A. Balanis, *Antenna Theory Analysis and Design*, Harper & Row, New York, 1982.
6. J. D. Kraus, *Antennas*, McGraw-Hill, New York, 1950.
7. *ARRL Antenna Book*, 14th ed., American Radio Relay League, Newington, CT, 1984.
8. J. DeMarinis, The antenna cable as a source of error in EMI measurements, *Proc. 1988 IEEE Int. Symp. Electromagnetic Compatibility*, Seattle, WA, Aug. 1988. 501

第8章　辐射发射与辐射抗扰度

本章将讨论在电子设备中所产生的电磁场传播到用于验证是否满足政府规定限值的符合性测试中的测量天线上的重要机理。回想国内产品辐射发射测量的频率范围，从30MHz到超过1GHz。FCC规定：对于B类产品，测试距离为3m；对于A类产品，测试距离为10m。而CISPR22（EN55022）规定：对于B类产品，测试距离为10m，对于A类产品，测试距离为30m。较低频率30MHz信号的波长为10m，而1GHz频率的一个波长为30cm。因此，被测产品在测量频率的低端处于天线的*近场区*中，而在测量频率范围的高端处于*远场区*。在第7章中发现，发射器的近场发射场结构要比远场复杂的多。虽然某些在远场情况的有效简化被频繁使用，但它们并不适用于近场情况。举个例子来说，与距离成反比的规则经常用于将在某个测试距离上的辐射发射测试结果转化成另一个距离上的结果。这就假设场会随着测试距离的减小（增加）而线性地增加（减小），这在远场情况下是正确的。在本章中，将建立一些简单模型来进行导线和PCB上连接盘的辐射发射的第一步预测。为了简单起见，*在这些模型中都假设测量天线处于辐射（产品）的远场区*，虽然在整个规定限值的频率范围内这个条件并不一定成立。 503

同时，也将通过导出的简单模型来研究产品对辐射发射的抗扰度，这些模型给出了由入射均匀平面波在平行双线传输线中感应出的电压和电流。入射波是由一个远处的天线所产生的，例如调频广播站。辐射发射的这一方面也适用于企业想生产高质量产品的目的。例如，如果一个产品符合相关的规定要求但是却不满足干燥气候条件下对静电放电（ESD）的抗扰度或者在被安装在机场雷达附近而不能正常工作时，公司生产合格产品的声誉将会极大地下降。

8.1　导线和PCB连接盘的简单发射模型

人们的主要兴趣是理解*系统中的无意天线*的辐射特性。这些天线可以是导线，PCB的连接盘和其他金属结构如机壳和外壳。在本节中将建立一些简单模型，便于理解由于导线和PCB连接盘中的电流所产生的辐射发射超过规定限值的因素。这些将在*理想情况*下导出，例如在自由空间中远离其他障碍物的孤立导线对。建立这些模型唯一的目的就是提供关于电流潜在的辐射发射电平和辐射发射类型的深入了解。记住时变电流是产生辐射电磁场的源是很重要的。在导线、PCB连接盘或系统中任何导体上的电流都会*产生辐射*。本质问题是它们是怎样辐射的。因此，降低辐射发射的任务就是使“天线”具有很差的发射性能。

8.1.1　差模电流和共模电流

差模电流和共模电流已经在第5章中联系使用共模扼流圈来抑制共模干扰作了简要

的讨论。复习一下这些差模和共模电流的概念是非常重要的。考虑一对长度为$\mathscr{L}$间距为s的平行导线或者PCB上的连接盘，如图8-1a所示。两导线放置于xz面上平行于z轴，假设同一横截面上的电流向右流，分别表示为$\hat{I}_1$和$\hat{I}_2$。这里主要研究频域中的发射，这样电流就为电流相量，它们可被分解为差模部分和共模部分，见如下公式：

$$\hat{I}_1=\hat{I}_C+\hat{I}_D \tag{8.1a}$$

$$\hat{I}_2=\hat{I}_C-\hat{I}_D \tag{8.1b}$$

已知电流$\hat{I}_1$和$\hat{I}_2$，可以通过求解式（8.1）将它们分解为差模部分$\hat{I}_D$和共模部分$\hat{I}_C$，得

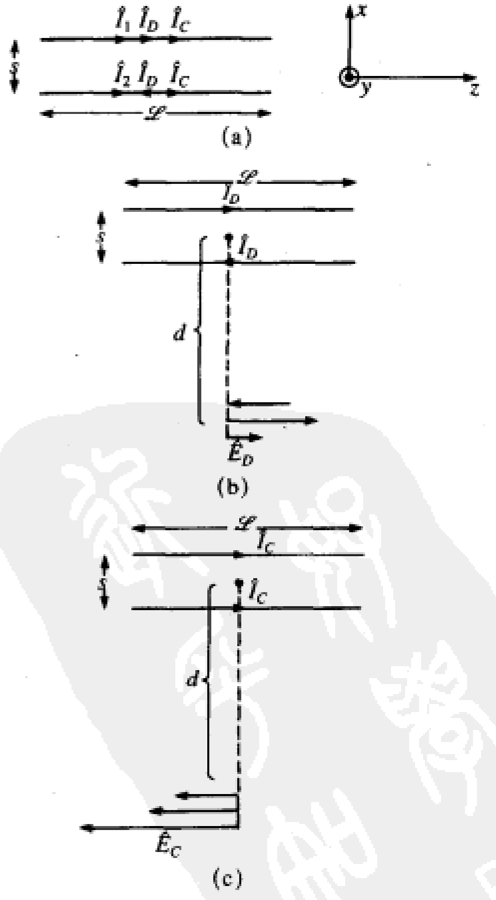
$$\hat{I}_D=\frac{\hat{I}_1-\hat{I}_2}{2} \tag{8.2a}$$

$$\hat{I}_C=\frac{\hat{I}_1+\hat{I}_2}{2} \tag{8.2b}$$

504

在导线的横截面上，差模电流$\hat{I}_D$大小相等，方向相反。它们是导线上所需的有用电流。理想模型，例如第4章中提到的传输线模型，只能预测差模电流。共模电流$\hat{I}_C$是不期望有的。在任何传输线的横截面上，共模电流大小相等，与差模电流不同的是，共模电流的方向相同。共模电流有时称为“天线电流”，它们对传输线连接的电子器件的功能而言是不必要的。理想模型，如传输线模型，不能用来预测共模电流[1, 2]。一般来说，共模电流的大小稍小于差模电流。但是，读者不应造成一种想法，那就是共模电流的辐射发射是没有影响的。在一般的典型产品中，共模电流不但会造成影响，而且，它产生的辐射发射常常要比差模电流的大。

为了说明原因，考虑在导线所在的平面上，与两条导线中心点距离为d的辐射电场。差模电流的结构如图8-1b所示。由于差模电流大小相等，方向相反，所以可观察到它们产生的辐射电场方向也是相反的，最终相互抵消，但却不是完全抵消，这是由于导线并不是平行放置，所以它们产生的净电场$\hat{E}_D$在这些发射分量之间也是有差异的，如图8-1b所示。另一方面，考虑如图8-1c所示由共模电流导致的的发射。因为共模电流的方向是相同的，所以它们的辐射电场分量相互叠加，产生净电场$\hat{E}_C$。在以下几节中可以看到对于1m长的带状传输线，



(a) 总电流分解为差模电流和共模电流，(b) 差模电流的辐射发射，(c) 共模电流的辐射发射

图8-1 平行导线的差模电流$\hat{I}_D$和共模电流$\hat{I}_C$对辐射发射的相对影响

导线间距为50mil，30MHz，20mA的差模电流产生的辐射发射与FCC中的B级限值是相同的。(从30MHz到80MHz，大小为40dBμV/m或100μV/m)。另一方面，对于只有8μA的共模电流，就会产生同样大小的辐射。差模电流的大小是共模电流的2 500倍，也就是68dB。因此，似乎不起作用的共模电流却能产生非常大的辐射发射电平。许多因素，例如靠近导电平面和其他一些不对称结构，都会产生共模电流。读者可以参见文献[2]获得更详细的关于共模电流的描述。

本节将依据一对平行双线或是PCB板上的连接盘中电流来建立简单的辐射发射模型。尽管两条平行线或是PCB连接盘的例子只能代表电子系统中载流导体的一小部分，但它们却代表了一种重要却容易分析的结构，由此也提供了分析其他辐射结构的方法。基本思想是通过每一个导体产生的辐射场的叠加来求解一对平行导体的辐射场。这种将每根导线当作一根线状线性天线（赫兹偶极子，半波偶极子等）并通过每个导体产生的场的叠加来确定净辐射场的方法与在7.3节中考虑的天线阵所产生的辐射场的确定方法在本质上是相同的。事实上，如图8-1所示的双线传输线可以看作为线天线阵（见图7-9)。本质上是计算阵因子。

为了求解两个导体总的辐射电场考虑如图8-2所示的两个导体，两电流沿x轴放置，方向沿z轴方向。这些线天线辐射的每个电场都是最大值，位于xy面内，在天线侧面（垂直于天线的方向)，$\theta=90^\circ$。因此，将求解xy面内电场的最大值，总的辐射电场为每个辐射电场之和。

505 ~ 506

$$\hat{E}_\theta=\hat{E}_{\theta,1}+\hat{E}_{\theta,2} \tag{8.3}$$

其中，每个天线产生的远场形式为：

$$\hat{E}_{\theta,i}=\hat{M}\hat{I}_i\frac{e^{-j\beta_0 r_i}}{r_i}F(\theta) \tag{8.4}$$

$\hat{I}_i$表示天线中心的电流。因子$F(\theta)$有单位最大值并且表示了随参数θ而变化的天线的方向性图。可观察到由于对称性，每个天线的方向性图与ϕ是无关的。然而，根据在7.3节中已经讨论的和下面将看到的，天线对的方向性图是ϕ的函数，变量$\hat{M}$是天线类型的函数。例如，对于赫兹偶极子（见式(7.2a))，可得

$$\left.\begin{aligned}\hat{M}&=j\frac{\eta_0\beta_0}{4\pi}\mathscr{L}=j2\pi\times10^{-7}f\mathscr{L} &(8.5a)\\ F(\theta)&=\sin\theta &(8.5b)\end{aligned}\right\}\text{（赫兹偶极子）}$$

这个结果只对非常小（电小）的电流元有效，这就允许假设沿着天线所有点上的电流（幅度和相位）都是相等的。与此类似，对于分布有正弦电流的半波偶极子来说，$\hat{M}$和$F(\theta)$为（见式(7.16)和式(7.19))：

507

$$\left.\begin{aligned}\hat{M}&=j\frac{\eta_0}{2\pi}=j60 &(8.6a)\\ F(\theta)&=\frac{\cos\left(\frac{1}{2}\pi\cos\theta\right)}{\sin\theta} &(8.6b)\end{aligned}\right\}\text{（半波偶极子，}\mathscr{L}=\tfrac{1}{2}\lambda_0\text{）}$$

对于这些天线，辐射电场的最大值在天线两侧，$\theta=90^\circ$。因此，如图8-2所示，每个辐射电场，$\hat{E}_{\theta,i}$平行线轴，也就是由纸面向外，所以$F(\theta)=1$。为了求解总场，再一次作“平行射线”假设，如图8-2所示。根据两线之间的中点到P点的距离r，写出从辐射发射线经过的路程r_1和r_2：

$$r_1 = r - \frac{s}{2}\cos\phi \tag{8.7a}$$

$$r_2 = r + \frac{s}{2}\cos\phi \tag{8.7b}$$

将式（8.4）代入式（8.3），得

$$\hat{E}_\theta = \hat{M}\left(\hat{I}_1\frac{e^{-j\beta_0 r_1}}{r_1} + \hat{I}_2\frac{e^{-j\beta_0 r_2}}{r_2}\right) \tag{8.8}$$

其中，假设两个"天线"是同一类型的（两个赫兹偶极子或两个半波偶极子等），出于7.3节中讨论的原因，将式（8.7）代入式（8.8）中的指数项，并令$r_1=r$和$r_2=r$，得

$$\hat{E}_\theta = \hat{M}\frac{e^{-j\beta_0 r}}{r}(\hat{I}_1 e^{+j\beta_0 s/2\cos\phi} + \hat{I}_2 e^{-j\beta_0 s/2\cos\phi}) \tag{8.9}$$

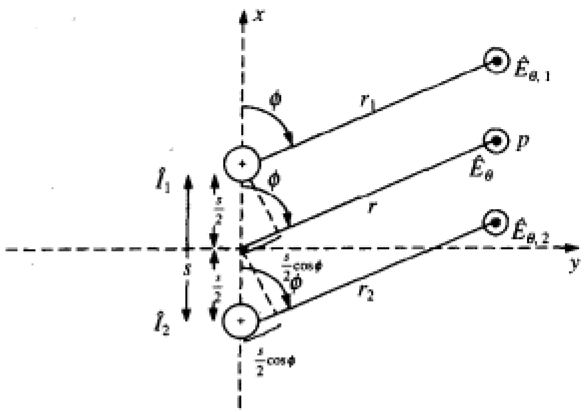


图8-2 计算导线电流的远场

当差模电流$\hat{I}_1=\hat{I}_D$，$\hat{I}_2=-\hat{I}_D$并且共模电流$\hat{I}_1=\hat{I}_C$，$\hat{I}_2=\hat{I}_C$时，要专门研究这种情况下的结果。再一次提醒读者，上述的推导基于一个重要假设，即测试点（测量天线）处于导体的远场中是非常重要的。（在式（8.4）中这种假设条件是很明显的，它取决于距离r，即$e^{-j\beta_0 r}/r$），如果违反了这个假设，那么接下来的简化模型也就无效了。天线处于导线的近场区时也适用的辐射模型是相当复杂的，从简化的远场模型中得出的结论也不会像从其他模型中得到的那么容易[3]。

508

8.1.2 差模电流辐射模型

为了简化最终的模型，把每根导线看成一个赫兹偶极子。这个模型作了三个重要的简化模型的假设，这三个假设已经在第7章中用于推导天线的辐射场：（1）导体的长度$\mathscr{L}$足够短，测量点足够远而使天线上的每个点到测量点之间的距离矢量是平行的；（2）导线上的电流分布（幅度和相位）沿导线是常数；（3）测量点位于每个天线的远场中。对于3m测试距离，第一个假设要求导体的最大长度稍小于1m。对于导体上电流沿导体均匀分布这个假设是合理的，只要在感兴趣的频率上导体的电长度足够短。这大大简化了结果，并且可适用于很多实际问题。例如，一根长度为1m的双线电缆在300MHz时为一个波长。在100MHz时它的长度就为$\lambda_0/3$，并且电流分布大致是均匀的。一根长为30cm的PCB连接盘在100MHz时为$\frac{1}{10}\lambda_0$，并且其电流分布在200MHz以下是均

匀的。对于短一些的导线和PCB连接盘，这个模型的适用范围可延伸到更高的频率。

这里将确定垂直于导线并且包含导线的平面内某一点的发射场，如图8-3所示。对于差模电流，$q_2=-q_1$表明发射场的最大值出现在包含导线的半平面上并垂直于导线（图8-2中$\phi=0°$，180°）是件简单的事。此外，测试点位于距导线中点的距离为d的位置上。再一次强调假设测试点距离导线足够远并且处于导线的远场区是很重要的。

509

在假设电流分布不变的条件下，通过把每根导线看成是赫兹偶极子并把式（8.5）代入式（8.9），就可以得到辐射场。也代入$r=d$和$\phi=0°$（给出导线所在平面上的场）。最后，由于这里考虑的是差模电流，将下式

$$\hat{I}_1=\hat{I}_D \tag{8.10a}$$

$$\hat{I}_2=-\hat{I}_D \tag{8.10b}$$

代入式（8.9）。结果为：

$$\begin{aligned}\hat{E}_{D,\max}&=\mathrm{j}2\pi\times10^{-7}\frac{f\hat{I}_D\mathscr{L}}{d}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\beta_0 d}\{\mathrm{e}^{\mathrm{j}\beta_0 s/2}-\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\beta_0 s/2}\}\\&=-4\pi\times10^{-7}\frac{f\hat{I}_D\mathscr{L}}{d}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\beta_0 d}\sin(\tfrac{1}{2}\beta_0 s)\end{aligned} \tag{8.11}$$

其中，令$\mathrm{e}^{\mathrm{j}A}-\mathrm{e}^{-\mathrm{j}A}=2\mathrm{j}\sin A$。代入$\frac{1}{2}\beta_0 s=\pi s/\lambda_0=\pi sf/v_0=1.05\times10^{-8}sf$，并假设导线的间隔$s$足够小，以致于$\sin(\frac{1}{2}\beta_0 s)\cong\frac{1}{2}\beta_0 s$，则式（8.11）的幅度可简化为：

$$|\hat{E}_{D,\max}|=1.316\times10^{-14}\frac{|\hat{I}_D|f^2\mathscr{L}s}{d} \tag{8.12}$$

并与导线平行。

例8.1 举一个例子，考虑规格为#28、间距为50mil的带状传输线情况，假设导线的长度为1m并且载有频率为30MHz的差模电流。通过求解式（8.12）可得到在导线所在平面和在与导线相垂直的平面（最坏的情况）上产生与FCC规定的B级限值（30MHz时为40dBμV/m或100μV/m）相等的辐射发射的差模电流值为：

$$100\,\mu\text{V/m}=1.316\times10^{-14}\frac{|\hat{I}_D|(3\times10^7)^2(1)(1.27\times10^{-3})}{3}$$

或

$$I_D=19.95\text{mA}$$

一般来说，式（8.12）给出的最大发射值对于预测目的来说是足够的[4, 5]。

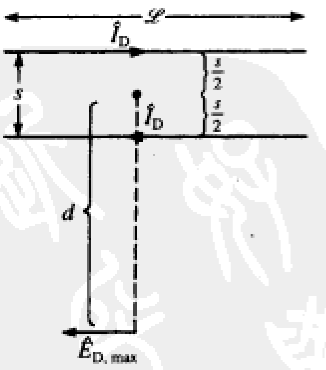


图8-3 简单估算具有固定分布的差模电流的辐射发射最大值

接下来讨论由梯形波（例如时钟信号和数据信号）驱动的双导线的情况，如图8-4所示。从式（8.12）可以看出，将接收电场的最大值与电流相联系的传输函数随着环路面积$A=\mathscr{L}s$和频率的平方而变化，因此，

510

$$\left|\frac{\hat{E}_{D,\max}}{\hat{I}_D}\right|=Kf^2A \tag{8.13}$$

其中，对于FCC规定的B级限值，当测试距离为3m时，常数$K=1.316\times10^{-14}/d=4.39\times10^{-15}$。因此，该传输函数的频率响应为斜率+40dB/10倍频的曲线。将传输函数与作为

输入信号的第3章中的梯形波的频谱附加伯德曲线相乘就可以得到接收电场场强的频谱，如图8-4所示。可以看出，接收场强的频谱在$1/\pi\tau$以下以+40dB/10倍频增加，接着以+20dB/10倍频增加直到$1/\pi\tau_r$，在$1/\pi\tau_r$以上是平坦的。例如，考虑占空比为50%，上升/下降时间为2.5ns的10MHz的脉冲串。不同的断点为$1/\pi\tau=63.7\text{MHz}$和$1/\pi\tau_r=318.3\text{MHz}$。这举例说明了由差模电流引起的辐射发射问题在达到频率上限时趋于规定的辐射发射限值，典型的是200MHz以上的频率。

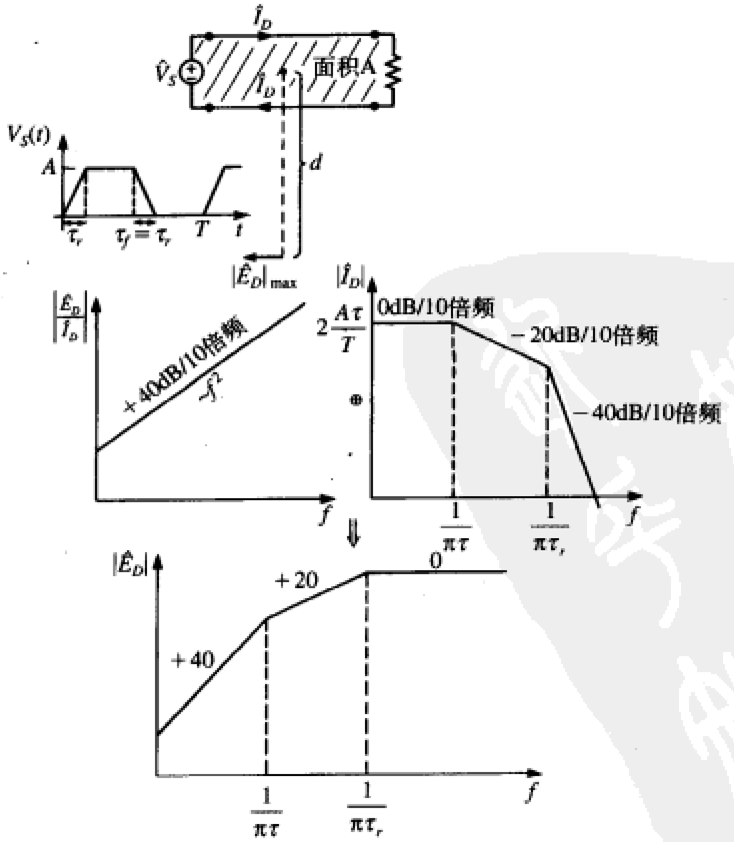
总之，辐射的最大值出现在与导线垂直的平面上，如图8-5a所示。在与两导线距离相等的点处辐射场相互抵消，如图8-5b所示。因此，平行双线的辐射场应该对电缆的旋转比较敏感。辐射电场的最大值随着下面的因素而改变：（1）频率的平方；（2）环路面积$A=\mathscr{L}s$；（3）电流值$\hat{I}_D$。因此，为了减小某一特定频率的差模电流所产生的辐射发射，有以下方法可以选择：

（1）减小电流值；

（2）减小环路面积。

511~512

第一种选择可通过减小时域电流的峰值（图8-4中的A）来实现。但是一般情况下这并不实用，因为电流由于功能上的原因已经确定。第一种选择也可以通过减慢（增加）脉冲的上升/下降时间和/或脉冲的重复率（减小脉冲串的频率）来实现，因为这会移动脉



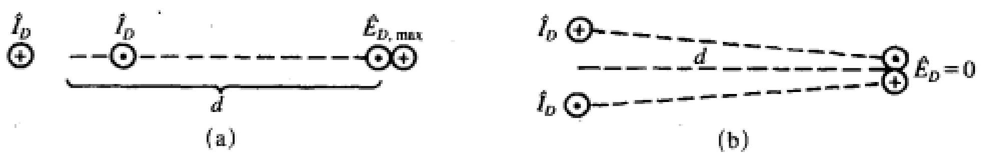
（a）问题的定义；（b）辐射发射的频谱

图8-4 平行双线上由梯形脉冲群的差模电流所产生的辐射发射

冲频谱上的两个断点$1/\pi\tau$和$1/\pi\tau_r$，如图8-4所示。频率的下降可能导致频谱在此频率上以更快的速度下降。第二种选择，减小环路面积应该在设计过程中尽早考虑。这更趋向于PCB板的问题，而不是布线的问题。

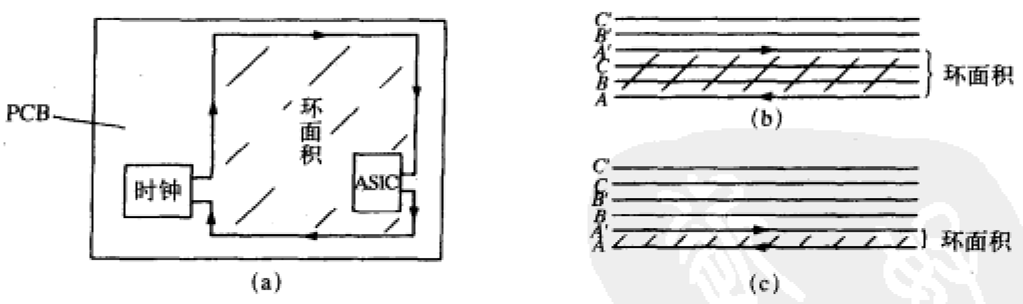
例如，假设一个时钟振荡器要连接在一个ASIC或者一个微处理器上。如图8-6a所示的布线就产生了一个很大的环路并且增强了差模电流辐射。把振荡器放置在离ASIC较近的地方会减小这种影响。这是从方便布线的角度来考虑的，而不是从EMC的角度来考虑，因此会不自觉地导致大面积的环路。明智的选择连接器管脚的配置也可以减小差模电流的辐射。例如，考虑一根载有信号的连接步进电机的带状传输线，如图8-6b所示。或许是为了美观，电缆每端的连接器的管脚配置导致了一个包含了三条导线间隔的大环路。如果管脚配置如图8-6c所示的那样，那么由式（8.4a）中的差模电流所产生的辐射发射将减小3dB，甚至是10dB。像这样的常识，对EMC设计者来说就是减少辐射发射的“无成本”方法。

513



（a）差模电流的辐射场在导体所在平面内为最大值；（b）与该平面垂直处相互抵消

图8-5　说明



（a）过大的时钟环路面积；（b）、（c）带状电缆中连接器管脚配置的选择以使环路面积最小

图8-6　导致大的不必要的差模辐射的常见错误

8.1.3　共模电流辐射模型

很容易通过修正上述结果来考虑共模电流的情况，如图8-7所示。再次假设导体为赫兹偶极子，并且测试点（相对于最大辐射）位于导体所在的平面上，距离两个导体的中心点的距离为d（位于导体的远场区内）。在某一个横截面上的共模电流大小相等，方向相同：

$$\hat{I}_1=\hat{I}_C \tag{8.14a}$$

$$\hat{I}_2=\hat{I}_C \tag{8.14b}$$

把两个赫兹偶极子产生的场进行叠加，就像针对上述差模电流的方法那样（在式（8.11）

514

中用加号代替减号，因为共模电流方向相同），得

$$\hat{E}_{C,\max} = \mathrm{j}2\pi \times 10^{-7}\frac{f\hat{I}_C\mathscr{L}}{d}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\beta_0 d}\{\mathrm{e}^{\mathrm{j}\beta_0 s/2}+\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\beta_0 s/2}\}$$
$$= \mathrm{j}4\pi \times 10^{-7}\frac{f\hat{I}_C\mathscr{L}}{d}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\beta_0 d}\cos(\tfrac{1}{2}\beta_0 s) \qquad (8.15)$$

其中，令$\mathrm{e}^{\mathrm{j}A}+\mathrm{e}^{-\mathrm{j}A}=2\cos A$。代入$\frac{1}{2}\beta_0 s=\pi s/\lambda_0$并且假设导线间隔$s$足够小，以致于$\cos(\frac{1}{2}\beta_0 s)\cong 1$，则式（8.15）的幅度简化为：

$$|\hat{E}_{C,\max}| = 1.257\times 10^{-6}\frac{|\hat{I}_C|f\mathscr{L}}{d} \qquad (8.16a)$$

并且与导线平行。

在共模电流的情况下，假设辐射的最大值落在导线所在的平面内（图8-2中，$\phi=0°$，$180°$），与差模电流的情况相同。虽然实际情况并非如此，但由于导线间隔假设为电小的，在实际情况下必须为$s<<\lambda_0$，所以这不是问题。例如，由式（8.9）可知，共模电流的辐射电场正比于$\cos[\beta_0(s/2)\cos\phi]=\cos[\pi(s/\lambda_0)\cos\phi]$。假设在实际中，$s\leqslant\frac{1}{100}\lambda_0$，则在导线所在的平面内，$\phi=0°$，$\cos[\pi(s/\lambda_0)\cos\phi]=\cos(\frac{\pi}{100}\times 1)=0.9995$，而在垂直于该平面的方向上，$\phi=90°$，$\cos[\pi(s/\lambda_0)\cos(90°)]=\cos(\frac{\pi}{100}\times 0)=1.000$。因此，对于电小间隔的共模电流，方向性实际上在导线周围是全向性的。由于在共模电流和较小导线间隔的情况下，可以用一根载有$2\hat{I}_C$电流的导线来代替每根载有电流$\hat{I}_C$的两根导线而对其周围任意点上的辐射场没有一点改变。所以，这是很有意义的。在本章的后面部分，将用电流探头来测量共模电流。电流探头测得的总电流为$\hat{I}_{\mathrm{probe}}=2\hat{I}_C$，因此，用$|\hat{I}_{\mathrm{probe}}|/2$代替$|\hat{I}_C|$来修正式（8.16a），得

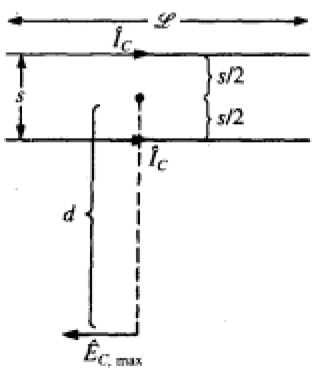


图8-7 简单估算具有固有分布的共模电流的辐射发射最大值

$$|\hat{E}_{C,\max}| = 6.283\times 10^{-7}\frac{|\hat{I}_{\mathrm{probe}}|f\mathscr{L}}{d} \qquad (8.16b)$$

注意，式（8.16a）中的系数减少了$\frac{1}{2}$。

例8.2 作为一个例子，考虑规格为#28、间距为50mil的带状传输线，这在差模电流计算中已经提到过。假设导线的长度为1m并且载有频率30MHz的共模电流，它能够在导线所在平面和与导线垂直的平面（最坏的情况）内产生与FCC规定的B级限值（30MHz为40dBμV/m或100μV/m）相同的辐射场的共模电流，该值可以通过求解式（8.16a）来得到：

515

$$100\mu\mathrm{V/m} = 1.257\times 10^{-6}\frac{|\hat{I}_C|(3\times 10^7)(1)}{3}$$

或

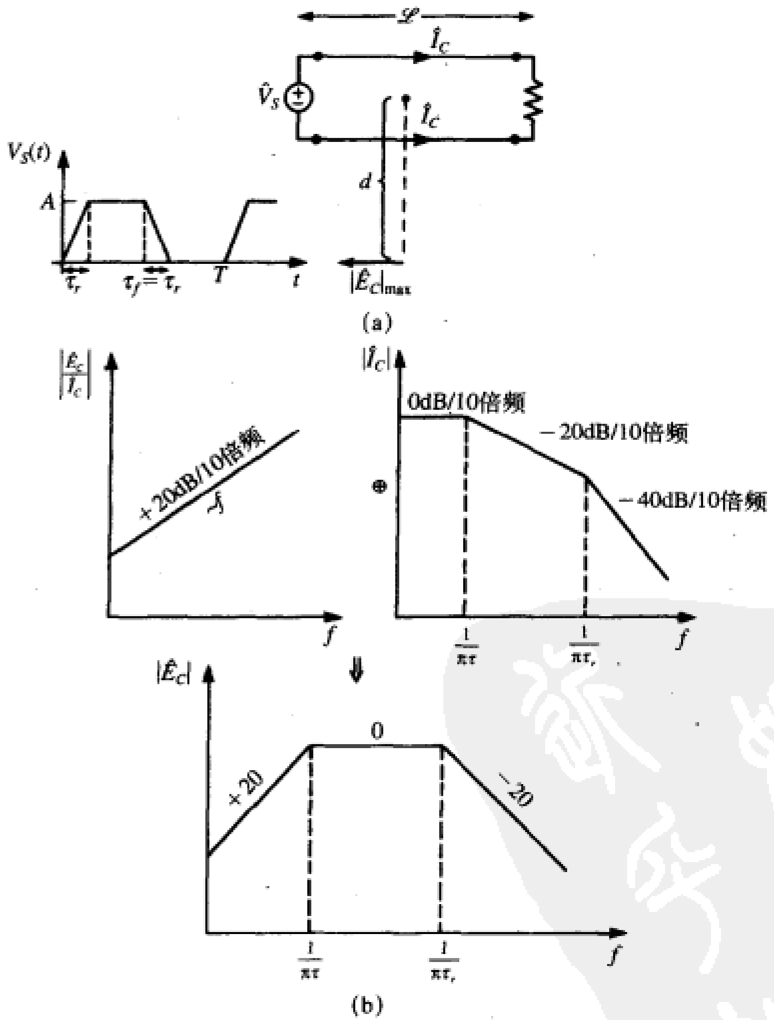
$$I_C = 7.96$$

一般地，式（8.16a）给出的最大发射值对于预测目的来说是足够的[4, 5]。

现在重新考虑由梯形波（例如时钟信号和数据信号）驱动的双线传输线的情况，如图8-8所示。虽然没必要一定是那种情况，但仍然假设共模电流的波形与差模电流相同。从式（8.16a）可以看出，将接收电场的最大值与电流相联系的传输函数只随着导线长度$\mathscr{L}$和频率的改变而改变，因此

$$\left|\frac{\hat{E}_{C,\max}}{\hat{I}_C}\right| = Kf\mathscr{L} \tag{8.17}$$

其中，对于FCC规定的B级限值，当测试距离为3m时，常数$K = 1.257\times10^{-6}/d = 4.19\times10^{-7}$。



（a）问题的定义；（b）辐射发射的频谱

图8-8　平行双线传输线上由梯形脉冲串的共模电流所产生的辐射发射

因此，该传输函数的频率响应以＋20dB/10倍频的速率增加。将传输函数与第3章中导出的作为输入信号的梯形波形（附带伯德曲线）的频谱相乘就可以得到接收电场的频谱，如图8-8所示。可以看出，接收电场的频谱在$1/\pi\tau$以下以＋20dB/10倍频的速率增加

直到$1/\pi\tau$，然后直到$1/\pi\tau_r$一直保持平坦，在$1/\pi\tau_r$以上以－20dB/10倍频的速率减小。例如，考虑占空比为50%的，上升/下降时间为1ns的100MHz的脉冲串。不同的断点为$1/\pi\tau=63.7\text{MHz}$和$1/\pi\tau_r=318.3\text{MHz}$。这说明了由共模电流产生的辐射发射问题趋于发生在辐射发射限值频率范围的低端，典型的低于300MHz。

总之，辐射的最大值出现在与导线相垂直的平面上并且在电缆周围是恒定的，也就是说，与电缆的旋转是无关的。因此，平行双线的辐射场不应该对电缆的旋转敏感。辐射电场的最大值随着以下的因素而改变：（1）频率；（2）导线长度L；（3）电流强度$\hat{I}_C$。因此，为了减小某一特定频率的共模电流所产生的辐射场，有以下方法可以选择：

（1）减小电流；

（2）减小导线长度。

516~517

第一种选择仍然可以通过减小时域电流的峰值和/或减慢（增加）脉冲的上升/下降时间和/或脉冲的重复率来实现，如图8-8a所示。因为这会使脉冲频谱上的两个断点$1/\pi\tau$和$1/\pi\tau_r$移向较低频处，如图8-8所示，所以可能导致频谱在此频率下以更快的速度下降。第二种选择，减小导线长度，依然应该在设计过程中尽早考虑。虽然也应尽量避免PCB上过长的连接盘，但是这更趋向于是布线的问题。因此，为了减小时钟信号的辐射，把振荡器或晶振放置在离使用它的模块较近的地方。同时，也要注意在布线的时候，导线长度和环面积应该尽量小。电缆的长度通常由对整个系统的综合考虑来确定，例如连接到辅助设备的必要长度等。在这种情况下，可以选择磁环来抑制共模电流，这在第5章中已经讨论过了。

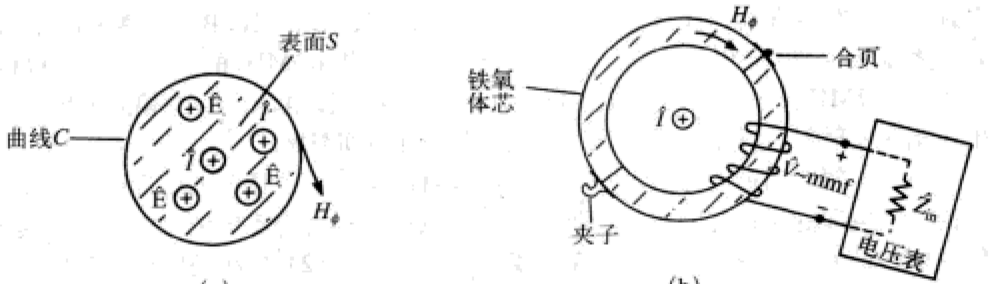
8.1.4 电流探头

差模电流是系统中所需要的有用电流，并且可以通过使用传输线模型来准确计算出来，或者对于电短导线，可以通过集总参数电路模型来计算[1]。而另一方面共模电流是与系统性能无关的不需要的无用电流。因此，它们依赖于许多非理想情况下的因素，例如与附近的接地平面和其他金属物体或非对称结构相接近。一般来说，用理想模型来计算是很困难的[2]。但是，它们却可以通过电流探头来测量。电流探头利用了安培定律（见附录B）：

$$\oint_C \vec{H}\cdot\vec{dl}=\int_S \vec{J}\cdot\vec{ds}+\frac{d}{dt}\varepsilon\int_S \vec{E}\cdot\vec{ds} \tag{8.18}$$

其中，C是开放表面S的周线。安培定律表明磁场可以通过穿越平面S的传导电流或者位移电流感应出来，如图8-9所示。时变电场产生位移电流。如果没有变化的电场穿过这个表面，那么感应出来的磁场直接与穿越环路的传导电流相关。电流探头利用这一原理来测量电流。电流探头由一个被分成两部分的铁氧体芯构成，它们通过铰链连接在一起并通过一个夹子来闭合。铁氧体芯用来集中磁通，将夹子打开，把载有待测电流的导线沿铁氧体芯放置，然后关闭夹子。穿过这个环的电流产生一个集中的、环绕铁氧体芯的磁场。由法拉第定律（见附录B），几匝线圈缠绕在铁氧体芯上，以使环绕铁氧体芯的随时间变化的磁场感应出的电动势与该磁场成正比。因此，这些线圈的感应电压就可以被测量出来，并与通过电流探头的电流成正比，一幅典型的电流探头照片如图8-10a所示。

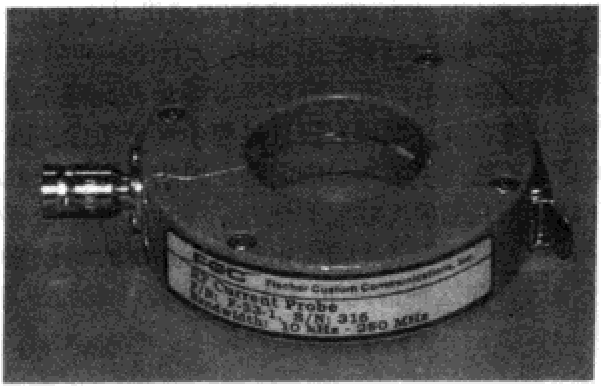
518



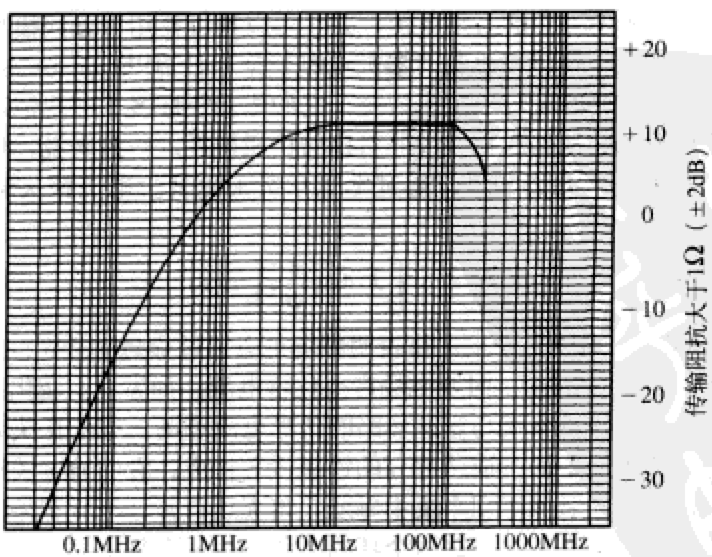
(a)　　(b)

(a) 安培定律举例说明；(b) 使用电流探头来测量电流

图8-9　电流探头



(a) 电流探头照片



(b) 频率

(a) 电流探头的照片；(b) 典型电流探头的转移阻抗测量值（经Fischer Custom 通信公司同意）

图8-10　电流探头

没有必要为了校准电流探头而对得到的场和感应电动势进行精确计算。简单地通过流过电流探头的已知幅度和频率的电流就可测量出在终端产生的最终电压。这个结果就是与电压$\hat{V}$和电流$\hat{I}$的比值有关的校准曲线，为：

$$\hat{Z}_T = \frac{\hat{V}}{\hat{I}} \tag{8.19}$$

变量$\hat{Z}_T$为以Ω为单位的被称为电流探头的*转移阻抗*。探头制造商提供校准曲线图，它表示了转移阻抗与频率的关系。该校准曲线是使已知幅度和频率的电流流过探头然后测量出在探头终端产生的电压而得到的。通常以dB（相对于1Ω）为单位给出，为：

$$|\hat{Z}_T|_{dB\Omega} = |\hat{V}|_{dB\mu V} - |\hat{I}|_{dB\mu A} \tag{8.20}$$

图8-10b给出了这样一条典型曲线。对于该电流探头，其转移阻抗从10MHz到100MHz一直保持在12dBΩ。下面假设用于测量共模电流的转移阻抗从10MHz~200MHz为15dBΩ。

519

在转移阻抗校准曲线中隐含着一个重要的假设：探头的终端阻抗。例如，如图8-9b所示在确定电流探头转移阻抗的过程中使用电压测量仪器来测量探头电压，例如频谱分析仪。因此，探头终端的负载阻抗为测量仪器的输入阻抗，通常为50Ω。因此，*电流探头的校准曲线只有在电流探头终端阻抗也同样为其校准过程中的阻抗（通常为50Ω）时才是有效的*。

例如，考虑求解探头电压电平的问题，该电压对应于一根电缆上的产生正好满足规定限值的辐射发射的共模电流。探头测量出电缆中的总电流或者净共模电流。差模电流产生的磁通在铁氧体芯中相互抵消，*因此探头无法测量出差模电流，除非它单独夹在每根导线上进行测量*。假设电流探头夹在某个产品的多芯电缆上，电缆的长度为$\mathscr{L}$。将净共模电流集中到一根长度为$\mathscr{L}$的导线上，再利用前一节给出的距离为d处的净辐射发射，结果为（将式（8.16）除以2，因为该结果是针对同时载有电流$\hat{I}_C$的两根导线而言的）：

$$|\hat{E}_C|_{max} = 6.28 \times 10^{-7} \frac{|\hat{I}_{C,\,net}| f \mathscr{L}}{d} \tag{8.21}$$

例8.3 式（8.21）中的结果可用来求解可以产生与FCC规定的*B*级限值（或任何其他的规定限值）相等的辐射发射的最大电流。例如，假设电流探头夹在1m电缆上并且电压是在30MHz时测量得到的。将FCC规定的*B*级限值在30MHz时的值100μV/m代入式（8.21）可求出共模电流为15.92μA或者24dBμA。对于转移阻抗为15dBΩ的电流探头可测得电压为：

$$|\hat{V}_{SA}|_{dB\mu V} = |\hat{I}|_{dB\mu A} + |\hat{Z}_T|_{dB\Omega} = 24\,dB\mu A + 15\,dB\Omega = 39\,dB\mu V = 89 \tag{8.22}$$

其中，$\hat{V}_{SA}$代表连接在探头输出端的频谱仪测量所得的电压。因此，如果一个探头夹在1m的电缆上，测得的电压在30MHz时超过39dBμV时，这根电缆上的净共模电流的辐射发射将（理想地）超过FCC规定的B级限值。毫无疑问，这根电缆产生的辐射发射必须减小。该产品产生的其他任何辐射都是无影响的，因为这条电缆产生的辐射就会导致该产品不符合要求。

520
~
521

实际上，电流探头可以成为产品设计过程中一种有用的*诊断工具*。在开发过程中通

过电流探头和并不昂贵的频谱分析仪测量产品或者产品类型的所有辅助电缆的净共模电流是很简单的事情。这并不需要使用昂贵的半电波暗室来测量某根辅助电缆是否会产生严重的辐射发射问题。预先的"整改"，例如在电缆上增加磁环来观察共模电流是否减小也是非常简单的方法，实际上，这已经减小了共模电流。在"整改"之前和之后分别用电流探头简单地测量电缆中的共模电流，这比安排时间到EMC实验室的半电波暗室中，将产品带入实验室，配置测试系统，进行辐射发射测量有效的多。它也可以给出实时的结果，可以很快地看出其他的"整改"措施，例如接地，是否会影响电缆的共模电流（它们可能会增加共模电流）。本文作者强烈相信这种节省费用的诊断方法。用于确定探头的电压电平是否与符合规定限值的电流相当的校准曲线可以通过将式（8.19）代入式（8.21）来得到：

$$|\hat{E}_C|_{\max} = 6.28 \times 10^{-7} \frac{|\hat{V}_{SA}| f \mathscr{L}}{|\hat{Z}_T| d} \tag{8.23}$$

将上式用dB来表示并求解探头电压，得

$$|\hat{V}_{SA}|_{\mathrm{dB}\mu\mathrm{V}} = |\hat{E}|_{\mathrm{limit,dB}\mu\mathrm{V/m}} + |\hat{Z}_T|_{\mathrm{dB}\Omega} + 20\log_{10} d - 20\log_{10} f_{\mathrm{MHz}} - 20\log_{10} \mathscr{L} + 4.041 \tag{8.24}$$

例8.4 例如，考虑一根1m长的电缆和一个转移阻抗为15dBΩ的电流探头。为了符合FCC规定的B级辐射发射限值（d=3m），30MHz时为40dBμV/m，式（8.24）像前面一样给出了探头电压如下：

522

$$|\hat{V}_{SA}|_{\mathrm{dB}\mu\mathrm{V}} = 40\,\mathrm{dB}\mu\mathrm{V/m} + 15\,\mathrm{dB}\Omega + 20\log_{10} 3 - 20\log_{10} 30 - 20\log_{10} 1 + 4.041 = 39$$

事实上，对于某种具体的探头的校准曲线和需要满足的限值可以通过式（8.24）来预测，这样只需要比较频谱分析仪的读数和该电平值就可以确定该电缆是否会产生辐射发射问题。例如，考虑满足FCC规定的B级限值（d=3m，从30MHz到88MHz为40dBμV/m，从88MHz到219MHz为43.5dBμV/m，从216MHz到960MHz为46dBμV/m）。如果使用转移阻抗为15dBΩ的电流探头，可以确定频谱分析仪的读数必须比图8-11所示的限值要低。注意，电流探头只有在频率达到约100MHz时才是可用的。读者必须通过

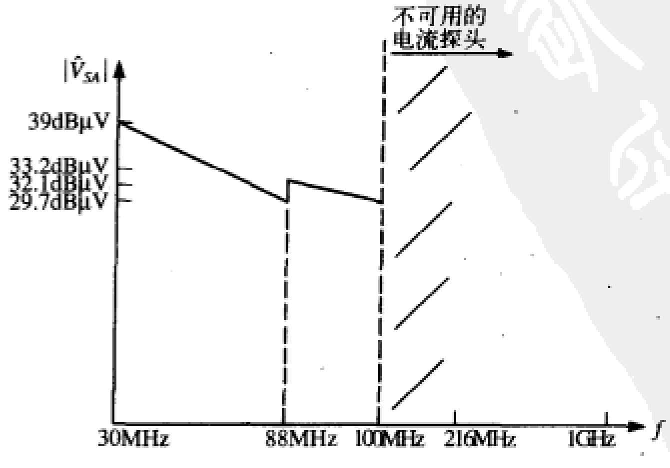


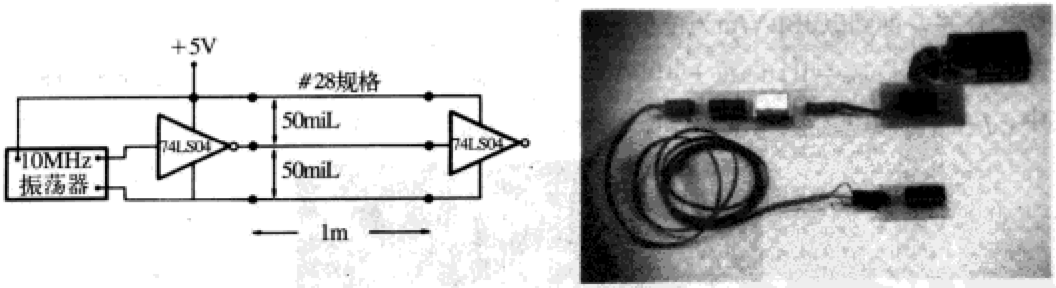
图8-11 当被测电缆上的电流将导致辐射超过FCC规定的B级限值时，使用电流探头和频谱分析仪来进行预测的预测图

实际电缆长度与1m长度的比来按比例修正该校准曲线，即减去$20\log_{10}$（实际长度）。

8.1.5 实验结果

为了举例说明差模电流和共模电流辐射的相对大小和举例说明上述模型预测的准确性，将在本节中给出实验结果。再一次提醒读者实验配置非常简单，可能不能代表现实中的和更加复杂一些的电子产品，这是故意的。为了研究预测模型的准确性，重要的是要使实验配置足够简单以致于其他的辐射机理不会掩盖测试数据。这些数据将表明：(1)本节导出的简单的辐射发射预测模型可以相当精确地给出电流；（2）电流探头可以用来测量电缆和PCB连接盘上共模电流的精确值；（3）使用铁氧体磁环是减小共模电流辐射发射的有效方法。 523

第一个实验如图8-12所示，它最早在参考文献[4]中已有描述。用一个10MHz标准的14管脚双列直插式振荡器来驱动一个74LS04反相器，该反相器的输出端通过长为1m的三线带状传输线连接在另一个反相器74LS04的输入端，如图8-12a所示。带状传输线的规格为#28（7×23），中心距为50mil。中间的导线载有10MHz的梯形脉冲，从一个驱动门的输出传输到另一端的门电路的输入，该门电路作为一个有源负载。外部的一条导线载有流向有源负载的+5V电源，另一条外部导线作为电源和信号的回流线。+5V的电源是从9V的电池处得到的，给如图8-12b所示的7805整流器供电，这就提供了一个便携式的5V电源，没有与外部公共电网的连接。这是故意的，目的是使电源线的辐射不影响测试。 524



(a) (b)

(a) 被测器件示意图；(b) 器件的照片

图8-12 说明在电缆总辐射发射中共模电流的重要性的一个实验

辐射发射在用于开发和符合性测试的半电波暗室中进行测量。在30MHz~200MHz频率范围内的测试数据是通过使用双锥天线来获得的。天线和带状电缆都平行于暗室的地面放置，并且约高于地面至少1m，如图8-13所示。它们之间的距离为3m，天线的方向与带状电缆平行为了接收到电缆辐射发射的最大值。

一个转移阻抗为15dBΩ的电流探头用来测量电缆上的共模电流以预测共模电流的辐射发射。电流探头放在电缆的中点处，通过频谱分析仪测量所得的该点的共模电流的频谱如图8-14所示。式（8.22）将频谱分析仪的读数和共模电流相联系，为：

$$|\hat{I}_{\text{probe}}|_{\text{dB}\mu\text{A}} = |\hat{V}_{SA}|_{\text{dB}\mu\text{V}} + \text{电缆损耗}_{\text{dB}} - |\hat{Z}_T|_{\text{dB}\Omega} = |\hat{V}_{SA}|_{\text{dB}\mu\text{V}} + \text{电缆损耗}_{\text{dB}} - 15 \tag{8.25}$$ 525

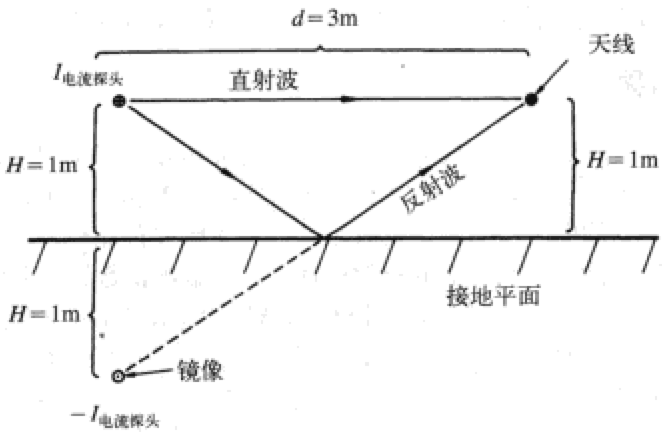


图8-13 测量场地的物理尺寸（包括电缆镜像的影响）

一条40英尺长的RG-55U同轴电缆将电流探头连接到频谱分析仪上。该电缆在每个频点上的损耗已经测得并包含在式（8.25）中。为了将频谱分析仪测量的电压传输到电流探头处，注意，电缆损耗必须加到频谱分析仪的读数上，$|\hat{V}_{SA}|_{dB\mu V}$ + 电缆损耗$_{dB}$，利用式（8.21）给出预测电场。用地面反射修正因子$\hat{F}_{GP}$（见表7-1）乘以式（8.21），可得：

$$|\hat{E}_C|_{max}=6.28\times10^{-7}\frac{|\hat{I}_{probe}|f\mathscr{L}}{d}\hat{F}_{GP} \tag{8.26}$$

将两式合并，得到以dBμV/m为单位的电场：

$$|\hat{E}_C|_{dB\mu V/m}=|\hat{V}_{SA}|_{dB\mu V}+\text{电缆损耗}_{dB}-|\hat{Z}_T|_{dB\Omega}+20\log_{10}f_{MHz}+|\hat{F}_{GP}|_{dB}-13.58 \tag{8.27}$$

其中，$f=f_{MHz}\times10^6$，线长度为1m，因此，$20\log_{10}(\mathscr{L}=1\text{m})=0$，d=3m。

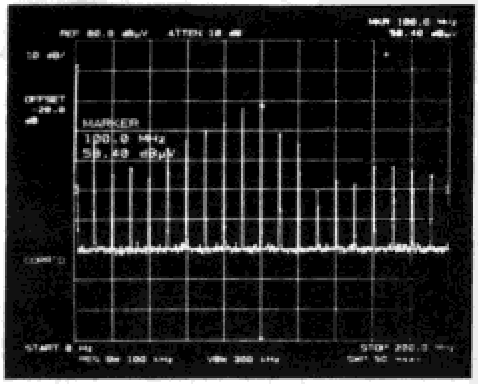


图8-14 电缆中心处测量所得的共模电流频谱

振荡器的基频为10MHz，所以只有10MHz的谐波会出现在辐射发射中。辐射发射的波形如图8-15所示。使用式（8.27）预测的值也在图8-15中表示，用X标记。除了在50MHz、80MHz和130MHz以外，预测值都在测量值的3dB范围之内。

526

共模电流是沿电缆每隔5cm测量出来的。表8-1给出了在这些测试点上第十个谐振

频率100MHz上的电流值。当距离为40cm时测得的最大电流值为45.1dBμA，也就是180μA。注意，虽然电缆在100MHz时的长度为$\frac{1}{3}\lambda_0$，但是共模电流并不随着位置而有显著的变化，因此，式（8.26）中隐含的假设电流沿电缆的分布是一个常数，看上去是一个合理的假设。从参考文献[2]中得到的结果也验证了共模电流的这个特点。

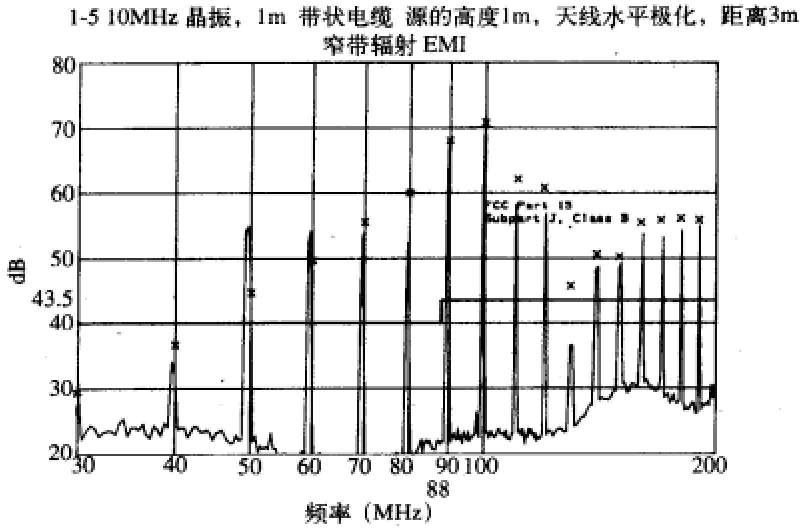


图8-15 如图8-12所示器件的辐射发射的预测值和测量值

表8-1 电缆上不同位置的I_{probe}（$f=100$MHz）

电流探头距振荡器一端的位置（cm）	$I_{probe,\ dB\mu A}$	电流探头距振荡器一端的位置（cm）	$I_{probe,\ dB\mu A}$
5	38.7	55	43.9
10	40.7	60	43.2
15	41.9	65	41.9
20	42.6	70	41.1
25	43.4	75	40.2
30	44.3	80	39.5
35	44.7	85	38.4
40	45.1	90	35.5
45	44.7	95	34.0
50	44.4		

例8.5 计算如图8-15所示曲线中在100MHz上的辐射电场。电流探头通过40ft长的RG55u同轴电缆与频谱分析仪相连。该长度电缆在100MHz时的损耗近似为1dB（2.5dB/100ft）。从第7章的表7-1中可以看到，100MHz时的地面校正因子（水平极化，1m高度）为0.78dB。100MHz时，电缆中心处的共模电流在表8-1中给出为44.4dBμA。由图8-14可见，频谱分析仪在100MHz时的读数为58.4dBμV，它们由下式联系起来：

$$|\hat{I}_{probe}|_{dB\mu A}=|\hat{V}_{SA}|_{dB\mu V}+\text{电缆损耗}_{dB}-|Z_T|_{dB\Omega}$$

或用44.4dBμA = 58.4dBμV + 1dB−15dB来校验。因此，从式（8.27）得到：

$$|\hat{E}_C|_{dB\mu V/m} = \underbrace{|\hat{V}_{SA}|_{dB\mu V}}_{58.4} + \underbrace{\text{电缆损耗}_{dB}}_{1} - \underbrace{|\hat{Z}_T|_{dB\Omega}}_{15} + \underbrace{20\log_{10} f_{MHz}}_{40} + \underbrace{|\hat{F}_{GP}|_{dB}}_{0.78} - 13.58 = 71.6$$

为图8-15中的曲线在100MHz时的值。

复习题8.1　计算试验中180MHz时的辐射电场，并与图8-15所示的值相比较。

528

答案：57.9dBμV/m（$|\hat{V}_{SA}|_{dB\mu V}=36$，电缆损耗 = 1dB，$|\hat{F}_{GP}|_{dB}=4.4$dB，$|\hat{Z}_T|_{dB\Omega}=15$）。

为了证明占主导地位的辐射发射是由共模电流引起的，而差模电流的辐射比共模电流的辐射要小，去掉电缆远端的74LS04负载再进行辐射发射的测量，结果如图8-16所示。比较图8-15和图8-16，可以看出有负载和无负载情况下的测量结果非常接近，这就进一步证明了*共模电流是辐射发射的主要原因*。为了进一步证明这个结论，将四匝电缆绕在镍锌材料的磁环上。对插入磁环和带有负载的电缆在中点处重新测量共模电流，测量结果和预测值如图8-17所示。将图8-17和图8-15进行比较，可见由于使用了磁环，辐射发射在某些频率上已经减小了20dB以上。也可以利用式（8.27）和测量得到的共模电流对辐射发射进行可靠的预测。

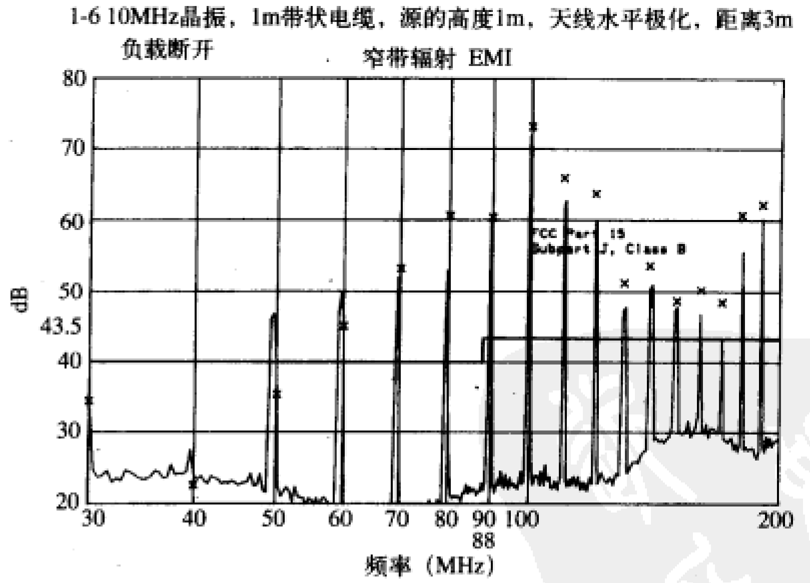


图8-16　去掉负载后如图8-12所示器件辐射发射的预测值和测量值

529

（预测值和带有负载情况下的比较没有明显变化，证明了共模电流辐射占主导地位）

下一个实验结果是涉及由印制电路板（PCB）引起的辐射，这在参考文献[5]中已进行过描述。读者可能很容易接受上面讨论过的这一事实：共模电流对于长电缆的辐射发射起主导作用。但是，下面的一系列数据将表明它们对于印制电路板上的更短的导线的辐射发射同样起主导作用。重为1oz，宽为25mil，长为6in的一对平行铜线被腐蚀在玻璃环氧板上，如图8-18所示。中心到中心的间距为380mil，板的厚度为62mil。利用数值方法计算出这种结构的特性阻抗为342Ω。一个330Ω的负载阻抗用来提供匹配负载，这可以通过传输线的输入电压和输出电压的时域测量来确定。用前一个实验中使用过的

同样的10MHz的 DIP振荡器和5V电源来驱动该电路。所提供的100MHz的梯形脉冲串的占空比为50%，上升时间为4ns，下降时间为2ns。再次提醒它与公用电网没有任何连接是很重要的。整个配置相当紧凑和对称。有人可能会因此而认为，由于紧凑而对称的结构，共模电流实际上是不存在的。测量数据显示事实并不是这样。辐射发射和PCB连接盘上的共模电流像前一个实验一样被精确地测量出来。辐射发射的测量值和预测值如图8-19所示。应注意，利用式（8.27）和用电流探头夹在连接盘中点测量出来的共模电流可以合理地预测辐射发射。差模电流也可以用电流探头进行测量电流探头环绕输入导线，并用传输线模型进行预测。使用式（8.12）给出的差模电流预测模型进行预测的结果也在图中表示出来，它比辐射发射的测量值大约低20dB。这进一步证明了共模电流在辐射发射中起主导作用。

530

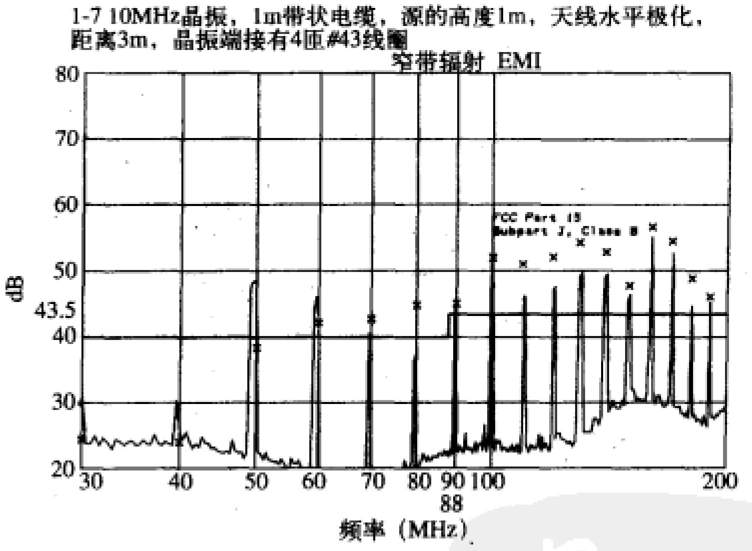


图8-17 如图8-12所示的器件（带有在镍锌材料的铁氧体磁环中绕四圈的电缆）的辐射发射的预测值和测量值，用以举例说明共模扼流圈对共模电流辐射发射的抑制作用和共模电流发射的主导作用



（a）器件原理图，（b）PCB的横截面尺寸

图8-18 举例说明PCB上共模电流的实验

为了再进一步证明共模电流是辐射发射的主要贡献者，将330Ω的负载移去，再重新进行辐射发射和共模电流的测量。在这种情况下差模电流应该比带有负载的情况下小得多。（对于开路负载来说共模电流不应该为零，因为两根导线之间存在位移电流。）没

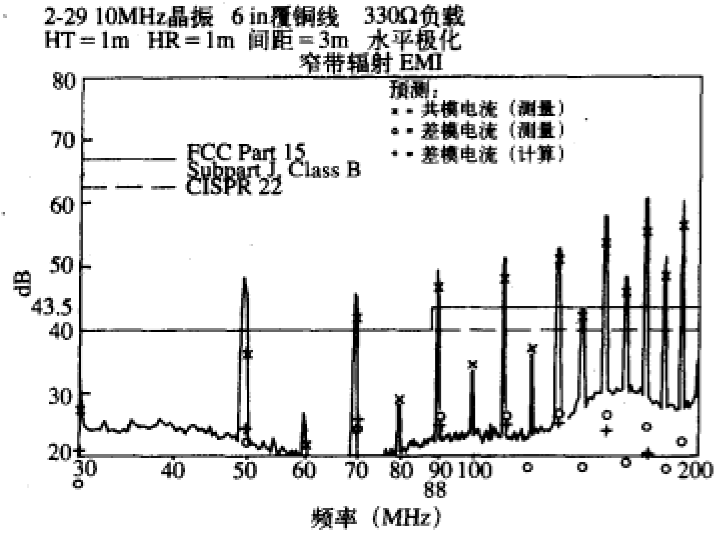


图8-19　如图8-18所示器件的辐射发射的测量值和预测值

有负载的情况下的辐射发射如图8-20所示，几乎与带有负载的辐射发射完全相同。再次肯定，使用共模电流的测量值进行预测的方法是合理的、精确的。最后，330Ω的负载被重新连接上并且将垂直面内的连接盘放置在玻璃环氧板边缘，重新进行辐射发射的测量，其结果实际上与图8-19非常相近。如果差模电流对总的辐射发射有贡献的话，那么后者的结果应该显示出非常低的辐射，因为当玻璃环氧板被放置在边缘时，两条连接盘上的差模电流辐射应该在测量天线处相互抵消，如图8-5b所示。而现在不是那种情况。

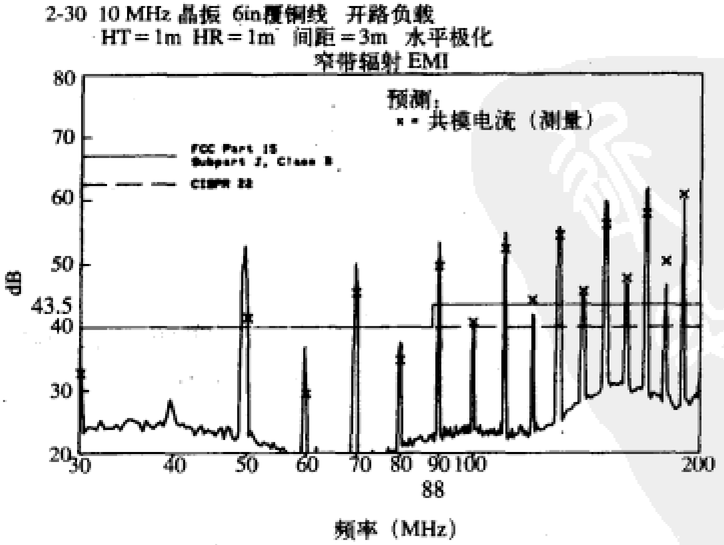


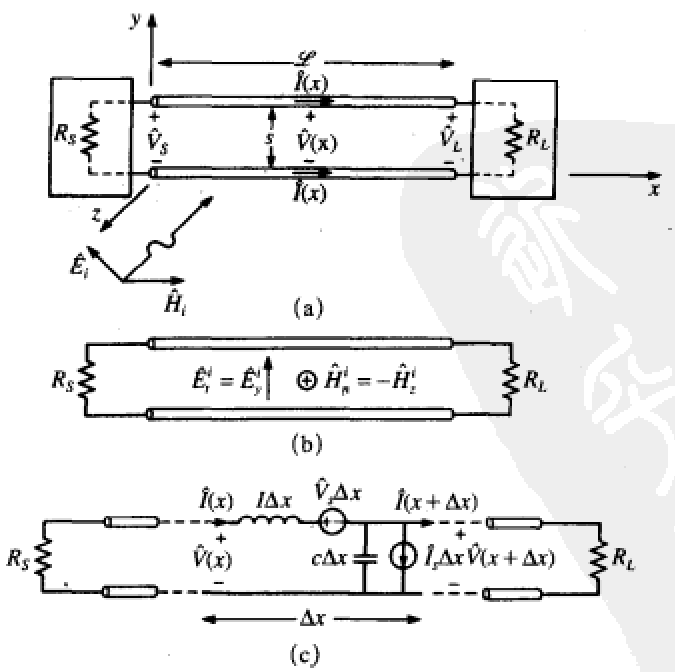
图8-20　将负载移去后看如图8-18所示器件的辐射发射的测量值和预测值

531～532　辐射发射测量结果几乎与带有负载时的结果相同，证明了共模电流在辐射发射中的主导地位。

8.2 导线和PCB连接盘的简单抗扰度模型

对于一个要投入市场的数字电子产品来说，符合辐射（传导）发射规定的限值是绝对必要的。然而，正如前面所提到的，从EMC的角度来说，能够简单地符合规定的发射限值并不能代表完整的产品设计。如果一个产品对于外部干扰，例如无线电发射机和雷达产生的辐射场很敏感，或者对闪电和静电放电（ESD）引起的瞬变现象很敏感，那么，产品的性能将变得不可靠并且顾客的满意度也会受到影响。

相比参考文献[6～14]中描述的更加精确的传输线模型，将要阐述的模型是一种简单模型，适用于估算目的。对于一般的多导体传输线的精确模型的数字计算机程序，已在参考文献[9，14]中进行了描述。考虑有均匀平面波入射的长为$\mathscr{L}$的平行传输线，如图8-21a所示。（这个模型也可应用于PCB上的一对平行连接盘的情况，这时需要对两个参数作适当的修改。）传输线的间距为s，负载电阻分别为R_S和R_L。为了量化所得的结果，将两条导线放置于xy平面上，R_S位于$x=0$处，R_L位于$x=\mathscr{L}$处。两条传输线平行于x轴。人们感兴趣的是：在已知均匀平面波的正弦稳态入射电场幅度$\hat{E}_i$，极化方式和波的传播方向的条件下，预测终端电压$\hat{V}_S$和$\hat{V}_L$。入射波的两个分量感应出电压。入射电场分量沿坐标轴的切向方向，$\hat{E}_t^i=\hat{E}_y^i$（位于导线所在的平面和与它们相垂直的平面内），入射磁场分量沿导线所在平面的法向，$\hat{H}_n^i=-\hat{H}_z^i$（垂直于导线所在的平面），如图8-21b所示。如同在第4章中所讨论的，导线上具有单位长度的电感参数l和电容参数c。平行



（a）问题的定义；（b）切向电场分量和法向磁场分量的影响；（c）单位长度的等效电路

图8-21 求解由入射电磁场感应的终端电压的双导体传输线模型

传输线的导线半径为r_w，由第4章得到单位长度的参数为：

$$l = \frac{\mu_0}{\pi}\ln\left(\frac{s}{r_w}\right) \tag{8.28a}$$

533

$$c = \pi\varepsilon_0\varepsilon_r / \ln\left(\frac{s}{r_w}\right) \tag{8.28b}$$

其中，ε_r为周围介质的相对磁导率（假设为均匀的和非铁磁性的）。以下模型用于PCB上的两条平行连接盘时，必要的更改是使用合适的单位长度的电容和电感参数。这些要素已经在第4章中给出。长度为Δx的一段传输线的一般模型如图8-21c所示，单位长度的参数与传输线的长度Δx相乘。根据以下考虑，单位长度的感应电源$\hat{V}_S$和$\hat{I}_S$是由入射波产生的。首先考虑入射磁场强度矢量的法向分量$\hat{H}_n^i$。根据法拉第定律（见附录B）这个分量会在导线围成的环形区域中产生感应电动势为：

$$\text{emf} = \text{j}\omega\int_S \hat{B}_n^i\,\text{d}s = \text{j}\omega\mu_0\int_S \hat{H}_n^i\,\text{d}s = \text{j}\omega\mu_0\,\Delta x\int_{y=0}^{s} \hat{H}_n^i\,\text{d}y \tag{8.29}$$

这个感应电动势可以被看成一个感应电压源。根据楞次定律，电压源的极性要使它所产生的电流和相应的磁场趋于阻止入射磁场的任何变化。因此，对于入射磁场强度矢量垂直于纸面向内或向外时源的正极在左侧。对于Δx部分，将式（8.29）中的结果除以

534

Δx得到单位长度的电压源为：

$$\hat{V}_s(x) = \text{j}\omega\mu_0\int_{y=0}^{s} \hat{H}_n^i\text{d}y \tag{8.30}$$

单位长度的感应电流$\hat{I}_S$指向−y轴方向，这是因为入射电场强度矢量的分量位于传输线的切向，并且指向+y轴方向。由参考文献[6－14]导出的结果为：

$$\hat{I}_s(x) = \text{j}\omega c\int_{y=0}^{s} \hat{E}_t^i\text{d}y \tag{8.31}$$

该电流源是$\hat{V}_S$的两倍。式（8.31）中的感应电流源结果是合理的，如图8-22所示。切向入射电场感应出表示为电压源形式的电压$\int_{y=0}^{s}\hat{E}_t^i\text{d}y$，其正极性在下面。它与单位长度的电容相串联，电容的阻抗为（$1/\text{j}\omega c$）Ω。将该电路转化为诺顿等效电路。将得到一个电

535

流源：$\hat{I}_s = \text{j}\omega c\int_{y=0}^{s}\hat{E}_t^i\text{d}y$ 与单位长度的电容相并联，如图8-22所示。

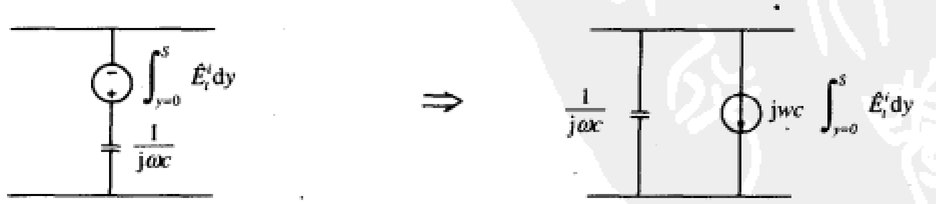


图8-22 并联电流源的导出

传输线某一位置上的入射场可能是由一些远处的天线所产生的。传输线附近的入射场可以使用FRIIS传输方程来求解，方程已在第7章中导出。假设产生入射场的天线的辐射功率为P_T，距离为d，在传输线方向上的功率增益为G，则入射电场为（见第7章中的式（7.71））：

$$|\hat{E}^i| = \frac{\sqrt{60P_TG}}{d} \tag{8.32a}$$

假设为均匀平面波，则入射磁场可以通过电场除以自由空间的波阻抗，$\eta_0=120\pi=377$，得到

$$|\hat{H}^i|=\frac{|\hat{E}^i|}{\eta_0} \tag{8.32b}$$

例8.6 考虑具有主瓣增益为2.15dB（1.64）的半波偶极子，在100MHz时辐射功率为1kW。如果传输线位于距离天线3 000m处的地方，则在传输线附近最大的电场和磁场值为：

$$|\hat{E}^i|_{max}=\frac{\sqrt{60\times1000\times1.64}}{3000}=0.105$$

$$|\hat{H}^i|_{max}=\frac{|\hat{E}^i|_{max}}{120\pi}=0.277$$

如图8-21所示的模型也可应用于入射场是非均匀平面波的情况，例如应用于磁场由附近的开关变压器所产生的情况。但在这种情况下的入射场很难计算[9]。

从如图8-21c所示的单位长度的模型可以导出与沿线电压$\hat{V}(x)$和电流$\hat{I}(x)$有关的传输线方程。从如图8-21c所示的单位长度的等效电路可以得到：

$$\hat{V}(x+\Delta x)-\hat{V}(x)=-\mathrm{j}\omega l\Delta x\hat{I}(x)-\hat{V}_s(x)\Delta x \tag{8.33a}$$

$$\hat{I}(x+\Delta x)-\hat{I}(x)=-\mathrm{j}\omega c\Delta x\hat{V}(x+\Delta x)-\hat{I}_s(x)\Delta x \tag{8.33b}$$

536

两边同除以Δx并取$\Delta x\to0$的极限得传输线方程为：

$$\frac{\mathrm{d}\hat{V}(x)}{\mathrm{d}x}+\mathrm{j}\omega l\hat{I}(x)=-\hat{V}_s(x)=-\mathrm{j}\omega\mu_0\int_{y=0}^{s}\hat{H}_n^i\mathrm{d}y \tag{8.34a}$$

$$\frac{\mathrm{d}\hat{I}(x)}{\mathrm{d}x}+\mathrm{j}\omega c\hat{V}(x)=-\hat{I}_s(x)=-\mathrm{j}\omega c\int_{y=0}^{s}\hat{E}_t^i\mathrm{d}y \tag{8.34b}$$

方程的求解已在参考文献[6～14]中描述。精确解对于估算的目的并不是必需的，所以将得到近似解。

对很多感兴趣的实际情况，传输线的电长度在所关注的频率是非常短的，即$\mathscr{L}<<\lambda_0$。这是出于估算感应的终端电压的目的而关注的例子。如果在所关心的频率上传输线的电长度很短，那么就可以通过采用如图8-21c所示的一部分传输线形式来代替整个传输线并用L代替Δx来将分布参数集中起来。因此，可将单位长度的参数和源与整个线长度$\mathscr{L}$相乘。虽然是从电短传输线模型计算出来的终端电压，也可以作最终的简化来提供一个非常简单的模型，而且这个模型对各种各样的实际情况都是有效的。在这个简单的模型中，忽略了单位长度的电感和电容参数。只要终端阻抗不是类似于短路或是开路这样的极端情况，对传输的线电感和电容的忽略就是有效的。此外，由于线间距比线长度短得多，因此也是电短传输线，所以场矢量在传输线横截面上不会有微弱的变化，即与y有关的变化。因此，源对于y的积分式（8.30）和式（8.31）可以用线间距s来代替，为：

$$\hat{V}_s\mathscr{L}\cong\mathrm{j}\omega\mu_0\hat{H}_n^iA \tag{8.35a}$$

$$\hat{I}_s\mathscr{L}\cong\mathrm{j}\omega c\hat{E}_t^iA \tag{8.35b}$$

其中，A为环面积：

$$A = s\mathscr{L} \tag{8.36}$$

这个简化的例子如图8-23所示。利用叠加原理从这个模型可以很简单地计算出感应的终端电压，为：

$$\hat{V}_S = \frac{R_S}{R_S + R_L} j\omega\mu_0 \mathscr{L} s \hat{H}_n^i - \frac{R_S R_L}{R_S + R_L} j\omega c \mathscr{L} s \hat{E}_t^i \tag{8.37a}$$

$$\hat{V}_L = -\frac{R_L}{R_S + R_L} j\omega\mu_0 \mathscr{L} s \hat{H}_n^i - \frac{R_S R_L}{R_S + R_L} j\omega c \mathscr{L} s \hat{E}_t^i \tag{8.37b}$$

这个相当简单的模型将会给出关于入射场结果的有用估计，如下面给出的例子（例8.7）。

537

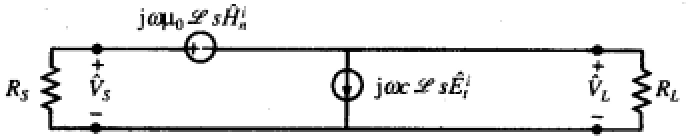
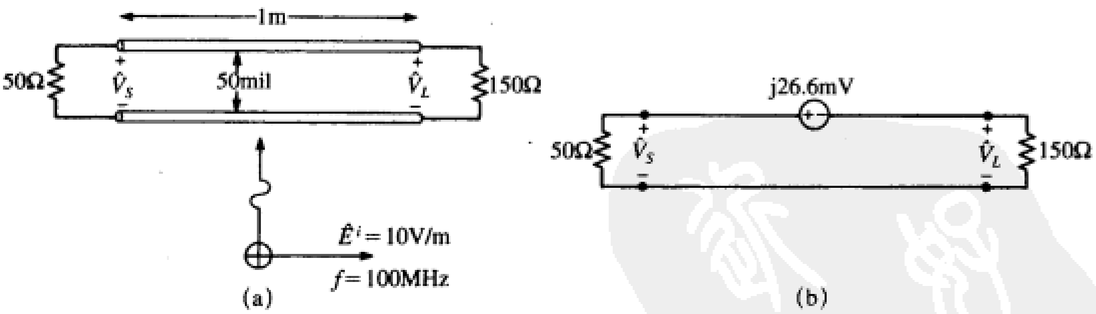


图8-23　电短双线传输线接收入射场的简化集总参数等效电路

例8.7　作为第一个例子，考虑如图8-24a所示的1m长的带状电缆。导线为#28规格7×36（$r_w = 7.5\text{mil}$），导线间距为50mil。终端阻抗$R_S = 50\Omega$，$R_L = 150\Omega$。电缆的特性阻抗为：

$$Z_C = \sqrt{\frac{l}{c}} = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \ln\left(\frac{s}{r_w}\right) = 120 \ln\left(\frac{s}{r_w}\right) = 228$$



(a) 问题的定义；(b) 等效电路

图8-24　计算从侧面入射的10V/m、100MHz的均匀平面波所产生的感应电压

这里忽略了导线的介质绝缘层，$\varepsilon_r = 1$，因此，终端阻抗小于导线的特性阻抗，它们也由此被定义为"低阻抗负载"。入射的均匀平面波频率为100MHz，在xy面内沿y轴方向传播，由此被称为沿传输线"侧向"入射。在100MHz时传输线长为$\frac{1}{3}\lambda_0$，这可能是导线可以被看作电短传输线的边界值，这时应可以使用传输线模型。为了举例说明，假设传输线是电短的并利用如图8-23所示的简化模型。电场强度矢量的幅度为$E^i = 10\text{V/m}$，它的极化方向沿x轴方向。根据均匀平面波的性质，磁场强度矢量沿z轴的负方向指向纸面内，大小为$H^i = E^i/\eta_0 = 10/120\pi = 26.5\text{mA/m}$。因此，电场沿导线的切向分量

为零，磁场在导线所在平面内的法向分量等于整个磁场矢量。所以，从式（8.35）得到的感应电压源为：

$$\hat{V}_s\mathscr{L} = \mathrm{j}\omega\mu_0\hat{H}_n^i A = \mathrm{j}\times 2\pi\times 10^8\times 4\pi\times 10^{-7}\times\frac{E^i}{\eta_0}\times 1\times 1.27\times 10^{-3} = \mathrm{j}26.6$$

因为电场沿导线的切向分量为零，所以不存在电流源。等效电路如图8-24b所示，由此计算得到（除以电压）：

538

$$\hat{V}_S = \frac{50}{50+150}\,\mathrm{j}26.6\,\mathrm{mV} = \mathrm{j}6.65$$

$$\hat{V}_L = -\frac{150}{50+150}\,\mathrm{j}26.6\,\mathrm{mV} = -\mathrm{j}19.95$$

例8.8 作为第二个例子，考虑与第一个例子相同的带状电缆，但是入射波的方向相反，如图8-25a所示。波的传播方向为x方向，沿传输线的轴向，电场强度矢量在y轴方向（传输线切向）。因此磁场强度矢量指向z轴正方向（垂直纸面向外），与导线所在的平面垂直。因此，等效激励源为：

$$\hat{V}_S\mathscr{L} = \mathrm{j}\omega\mu_0\hat{H}_n^i A = \mathrm{j}\times 2\pi\times 10^8\times 4\pi\times 10^{-7}\times\frac{E^i}{\eta_0}\times 1\times 1.27\times 10^{-3} = \mathrm{j}26.6$$

$$\hat{I}_s\mathscr{L} = \mathrm{j}\omega c\hat{E}_t^i A = \mathrm{j}\omega\frac{\pi\varepsilon_0\varepsilon_r}{\ln(s/r_w)}E^i\mathscr{L}s = \mathrm{j}2\pi\times 10^8\times 14.64\ \mathrm{pF/m}\times 10\ \mathrm{V/m}\times 1\times 1.27\times 10^{-3} = \mathrm{j}0.1168$$

539

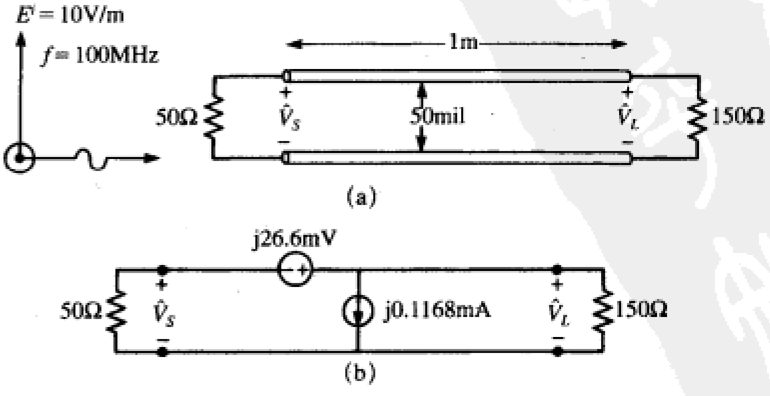
等效电路如图8-25b所示。注意等效电压源的极性。由于入射磁场方向指向纸外，所以电压源的右侧是正极性。终端电压（通过叠加得到）为：

$$\hat{V}_S = -\frac{50}{50+150}\,\mathrm{j}26.6\,\mathrm{mV} - \frac{50\times 150}{50+150}\,\mathrm{j}0.1168\,\mathrm{mA} = -\mathrm{j}6.65\,\mathrm{mV} - \mathrm{j}4.38\,\mathrm{mV} = -\mathrm{j}11.03$$

$$\hat{V}_L = \frac{150}{50+150}\,\mathrm{j}26.6\,\mathrm{mV} - \frac{50\times 150}{50+150}\,\mathrm{j}0.1168\,\mathrm{mA} = \mathrm{j}19.95\,\mathrm{mV} - \mathrm{j}4.38\,\mathrm{mV} = \mathrm{j}15.57$$

可观察到，由于入射磁场的方向和合成等效电压源的方向，两个等效电源的贡献一个为减去$\hat{V}_L$，而另一个为加上$\hat{V}_S$。在传输线之间的串扰中会发现这种现象，串扰将在第9章中研究。

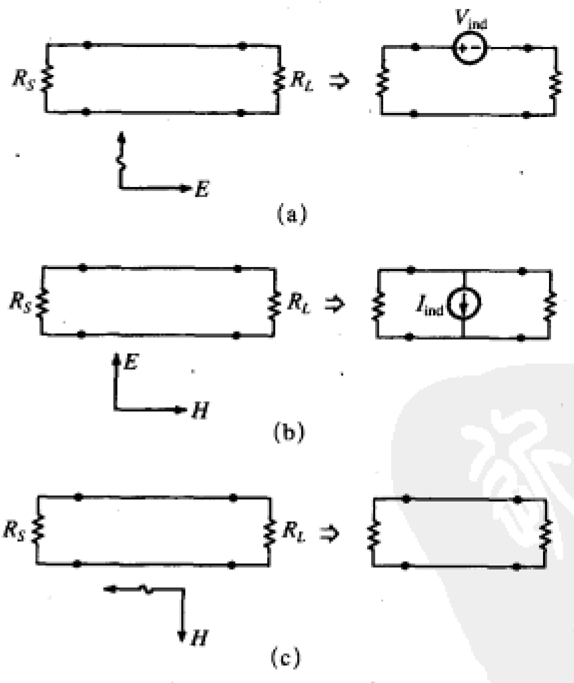
540



（a）问题的定义，（b）等效电路

图8-25 计算轴向入射的10V/m、100MHz的均匀平面波产生的感应电压

除了给出了感应干扰电压的估计值，这个简单模型还给出了对电磁波耦合到传输线的进一步理解。可观察到两个感应源由：（1）垂直于由传输线所形成的环路的入射磁场分量，（2）与传输线相切的入射电场分量产生。如果任何一个场分量为零，那么相应的感应源将不存在。例如，如图8-26a所示，假设电波在与导线相垂直的平面内传播，电场的极化方向平行于导线。那么在这种情况下，H场垂直于环路并感应出电压源V_{ind}，但因为电场平行于导线，所以感应电流源为零，即$I_{ind}=0$。其次，假设电波垂直于传输线所在的平面传播，如图8-26b所示。那么，由于磁场平行于环路，所以电压源为零，即$V_{ind}=0$，而电场则完全是切向的，因此电流源I_{ind}不等于零。最后，考虑如图8-26c所示的情况，其中电波沿传输线传播，但电场矢量垂直于环路，而磁场矢量与环路相切。在这种情况下，两种感应源都为零，即$V_{ind}=0$，$I_{ind}=0$，传输线两端没有感应干扰电压。该模型说明了传输线的定位（这是可行的），可以使入射磁场中没有垂直于环路的分量，而入射电场中没有与传输线相切的分量，从而（理想地）消除传输线两端感应的任何干扰电压。



（a）在传输线所在的平面内传播，电场平行于传输线——仅存在感应电压源；
（b）垂直于传输线所在的平面传播，电场与传输线相切——仅存在感应电流源；
（c）沿传输线传播，电场垂直于传输线所在平面——不存在感应源

图8-26　入射波的方向及其场的极性相对于传输线的位置的影响

541

例8.9　过去应用该模型的一个例子是分析电动打印机和激光存储打印机对静电放电（ESD）的敏感性。对ESD的敏感度的标准测试包括将产品放置在金属桌上，利用ESD枪对金属桌子放电，如图8-27所示。这将产生沿桌子传播的电磁波，并在产品中感

应出噪声，从而导致产品的误动作。诸如电动打印机、激光存储打印机以及计算机等数字电子设备的制造厂商会在将产品发给客户之前对产品进行常规的ESD敏感度测试。假设某个产品在通过ESD测试时遇到了麻烦，如在进行ESD放电的过程中，产品“锁定”了并且只有重启才能重新工作。该产品有一块包含电子器件的印制电路板，垂直安装在产品的后部。由于ESD桌上有一块金属板，所以边界条件要求桌子表面由瞬态放电产生的电场必须垂直于桌面，而相应的磁场必须平行于桌面。由于PCB垂直安装在产品的背部，所以电场全部沿PCB上的连接盘所形成的传输线的切向，因此，会在这些电路中感应出电流，从而造成干扰。在将来的设计中可以通过将PCB水平安装在产品的底部而解决该问题。这种放置可使入射电场与PCB上的电路相垂直，而不是相切。而磁场与ESD桌平行，不与PCB上的电路所在的平面相垂直，因此，两种感应源都为零。一旦采纳该设计观点，那么大多数ESD问题都将会消失。 542

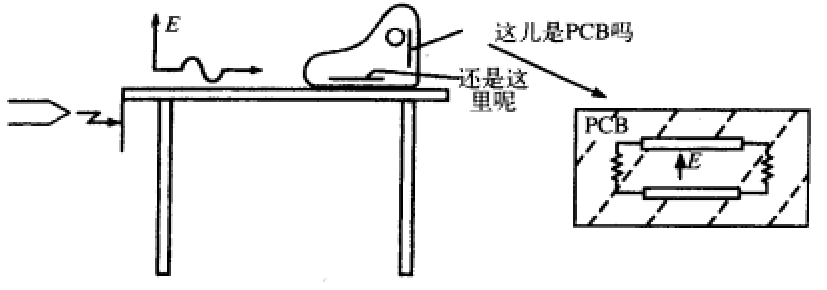


图8-27　应用上述原理设计能够承受静电放电（ESD）脉冲场的电子产品的举例说明

例8.10　应用这些概念的另一个例子，在前面的例子中，将PCB移动到产品的底部对于产品的研发进程来说已经太晚了。由ESD产生的在桌面传播的电场与PCB的连接盘相切，因此在由两平行连接盘构成的电路中会感应出电压源或电流源（这种情况下为电流源），从而导致干扰。为了消除干扰，将一块导电金属板放在PCB的后面且非常靠近PCB，如图8-28所示。根据电磁场的边界条件（见附录B），电场必须垂直于良导体，因为与理想导体表面平行的电场必须为零。将导电平板平行于PCB且靠近PCB放置，导致PCB附近的入射电场被迫满足导体表面的边界条件，因此，现在电力线与PCB上的电路环路相垂直（或接近于垂直）而不再是与其相切。现在，感应电流源为零（或近似为零），ESD敏感度问题也消除了。 543

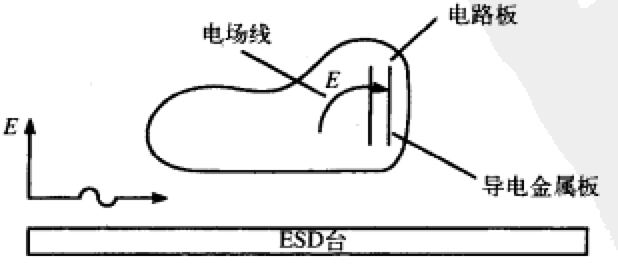


图8-28　将导电平板放在电路板的后面并靠近电路板以改变电场的方向和减小ESD的感应

8.2.1 实验结果

为了证明这个简单模型的精确性，采用如图8-29所示的实验来验证，这在参考文献[6]中有所描述。用平行的传输线天线产生一个已知的沿传输线轴向传播的均匀平面波。电场位于导线所在的平面内，如图8-29所示。平行板天线由六块被1in×4in的有机玻璃构件固定在一起的0.125in厚的PC板材料构成。顶板和底板的宽为29.875in，长为6ft，多余的铜从边缘开始被腐蚀，留下一条25.625in长的铜带。底部的衬底有3ft长，是一端为25.625in，另一端为9in的锥形结构。然而，铜被腐蚀掉，剩下一个底座为25.625in，高为3ft的三角形。天线的所有部件都被大的尼龙螺钉（1/4×20）固定在一起。在天线底部的宽带平衡不平衡转换器提供了一个平衡结构。天线被连接频率合成器的作为源宽带功率放大器所驱动。一个小的场强计与功率放大器相连，并端接反馈环，就可以保证传输线内的电场为常数1V/m。

544

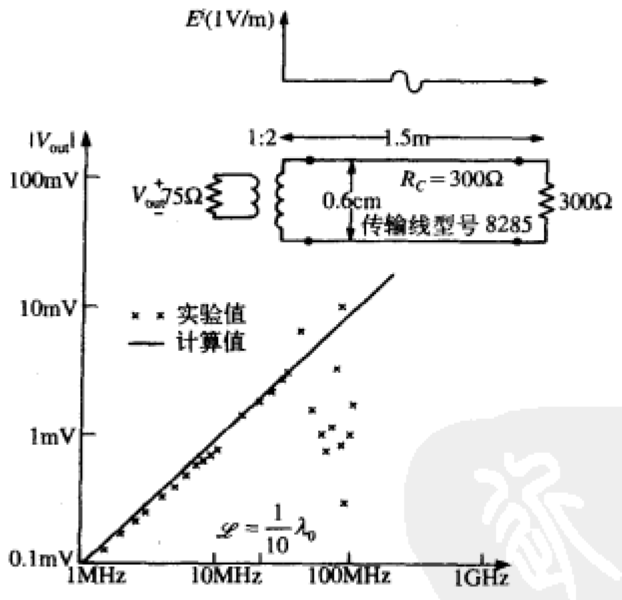


图8-29　被双线传输线接收的入射场的测量值和预测值

被测传输线由型号为Belend 8285，长度为1.5m的两根导线构成，它的特性阻抗约为300Ω（$c=11.8$pF/m）。一端接有一个300Ω的电阻器，而另一端接有2:1的宽带平衡不平衡转换器。转换器的输出端端接75Ω的电阻。被测的感应电压在平衡转换器两端（见图8-25）。

传输线被放置在平行板天线的上面板的和下面板之间，两条导线所在的平面垂直于天线所在的平面，并在沿传播方向的轴线上。因此入射波沿传输线的轴线传播，电场强度矢量在导线所在的平面内。一台惠普8405型矢量电压表被用来测量75Ω平衡不平衡转换器的感应电压。由于这是个相对的高阻抗设备，所以传输线测量端的平衡不平衡转换器端接75Ω的反馈电阻。

这些数据与简单模型的预测值一起如图8-29所示。从平衡不平衡转换器反射的75Ω

终端代表了传输线该端的300Ω匹配负载阻抗。用模型来预测该端通过平衡不平衡转换器反射的接收电压需要乘以系数1/2，得到接收电压为：

$$
\begin{aligned}
\hat{V}_s &= \frac{1}{2}\left(-\frac{300}{300+300}\,j\omega\mu_0\mathscr{L}s\hat{H}_n^i - \frac{300\times 300}{300+300}\,j\omega c\mathscr{L}s\hat{E}_t^i\right)\\
&= \frac{1}{2}\left(-\frac{300}{300+300}\,j\omega\mu_0\mathscr{L}s\frac{\hat{E}_t^i}{\eta_0} - \frac{300\times 300}{300+300}\,j\omega c\mathscr{L}s\hat{E}_t^i\right)\\
&= \tfrac{1}{2}\,j\omega\mathscr{L}s\hat{E}_t^i\left(-\frac{300}{300+300}\frac{\mu_0}{\eta_0} - \frac{300\times 300}{300+300}c\right)\\
&= \tfrac{1}{2}\,j2\pi f\times 1.5\times 0.6\times 10^{-2}\times 1\\
&\quad\times\left(-\frac{300}{300+300}3.33\times 10^{-9} - \frac{300\times 300}{300+300}11.8\times 10^{-12}\right)\\
&= -j9.71\times 10^{-11}f
\end{aligned}
$$

545

代入第一个频率1MHz，得$|\hat{V}_S| = 9.71\times 10^{-5}$V，与测量值$9\times 10^{-5}$V相对比小于1dB。简单模型的预测精度在直到40MHz时都在1dB以内。除此之外，当导线上的驻波起主要作用时，将导致简单模型的预测产生20dB/10倍频（随频率线性变化）的偏差。当传输线在20MHz上为$\frac{1}{10}\lambda_0$时就没有意义了。与简单模型的预测相同，在20MHz以下，测量数据以20dB/10倍频的速率增长，这就证明了这个简单模型只在传输线的电长度很短，并且终端阻抗与导线的特性阻抗相同的情况下才是有效的。

在参考文献[8]和[13]中可以看到更多的估算入射场结果的传输线模型。在参考文献[13]中有实验证明，参考文献[8]中有分析结果。在参考文献[8]中，基本传输线数据是由数值分析代码提供的，这些数据表明只要导线间距的电长度足够小，那么这个传输线模型对频率来说就是有效的。本节中，研究了基本传输线模型的简单近似模型。这个简单模型对于电短传输线，且在终端阻抗与传输线的特性阻抗相比变化很小的情况下是有效的。包含传输线的电感和电容使得放松了对终端阻抗值的限制，但却严格限制传输线必须是电短传输线。除非最末端的终端阻抗相互冲突，在本节中所讨论的并且如图8-23所示的简单模型对于完成估算的目的常常是足够了。

546

8.2.2 屏蔽电缆和表面转移阻抗

同轴电缆是由屏蔽层及其被屏蔽层所包围的位于屏蔽层轴心上的内部导线所构成的。屏蔽层的任务是将整个电路完全包围以防止屏蔽层外部的入射场耦合到电缆终端，如图8-30所示。由固体的理想导电材料构成的屏蔽层就属于这种情况。即使这是可能的，仍要保证在屏蔽层上没有裂口或是不连续的地方，因为这些不连续的地方可能会使入射场入射到内部的导线上并且在导线中感应出信号。这就要求屏蔽电缆两端的连接器必须与包围整个终端的屏蔽层完全相连[15, 17]。要破坏终端屏蔽层上出现的“猪尾巴”效应以便于屏蔽层在外壳上

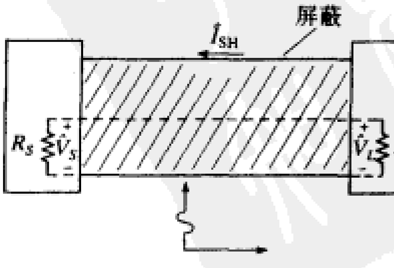


图8-30 屏蔽电缆接收到的入射场举例说明

的端接“猪尾巴”效应是常见的，但是为了实现屏蔽层总的屏蔽效能，应避免这种现象。要保证在屏蔽层上不存在“猪尾巴”或者其他的裂口，这样可使外部的场强只能通过屏蔽层渗透入内部。

外部场强可以通过电流的散射进入非理想的屏蔽层，这个电流是由屏蔽层的外表面上的场所感应出来的。计算这种干扰的一种典型方法就是先计算由外部入射场在屏蔽层外部感应出的电流，假设屏蔽层是理想导体并且完全包围内部电路。在计算中忽略了屏蔽层内部和外部的相互影响。先计算出外部屏蔽层上的电流$\hat{I}_{SH}$，接下来计算终端的感应电压$\hat{V}_S$和$\hat{V}_L$。屏蔽层电流通过屏蔽层进入内部并在屏蔽层的内表面产生电压降：

$$d\hat{V} = \hat{Z}_T \hat{I}_{SH}\, dx \tag{8.38}$$

其中，屏蔽层的表面转移阻抗由参考文献[15-18]给出，为：

$$\hat{Z}_T = \frac{1}{\sigma 2\pi r_{SH} t_{SH}} \frac{\gamma t_{SH}}{\sinh \gamma t_{SH}} \tag{8.39a}$$

屏蔽材料的传播常数为：

$$\gamma = \frac{1 + j1}{\delta} \tag{8.39b}$$

$\delta = 1/\sqrt{\pi f \mu_0 \sigma}$ 为集肤深度。屏蔽层的内半径用r_{SH}表示，屏蔽层的厚度为t_{SH}。表面转移阻抗的曲线如图8-31[17]所示。屏蔽层每单位长度的直流电阻为：

$$r_{DC} = \frac{1}{\sigma 2\pi r_{SH} t_{SH}} \qquad (t_{SH} \ll \delta) \tag{8.40}$$

与预料的一样，当屏蔽层的厚度小于集肤深度时，$t_{SH} \ll \delta$，屏蔽层外部的电流完全通过屏蔽层扩散。当屏蔽层的厚度大于集肤深度时，外部电流只有部分通过屏蔽层传播。传输阻抗随着集肤深度的减少（频率的升高）而降低。方程（8.39）给出了屏蔽层每单位长度的表面转移阻抗。屏蔽层一般是由一系列的导线编织而成的，形状为箭尾型以增加灵活性[15, 16, 18]。这种屏蔽层的阻抗为[15, 16, 18]：

547

$$\hat{Z}_T = \frac{1}{\sigma \pi r_{bw}^2 BW \cos\theta_w} \frac{\gamma 2 r_{bw}}{\sinh(\gamma 2 r_{bw})} \tag{8.41}$$

在式（8.39）中用编织导线的直径代替屏蔽层厚度，用编织导线的直流电阻来代替屏蔽

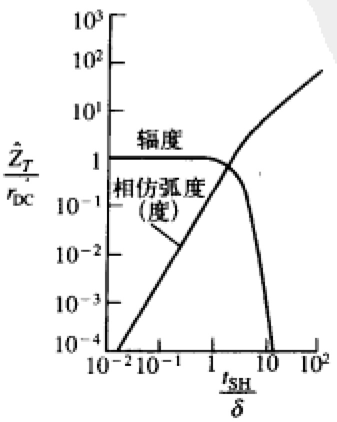


图8-31　作为屏蔽层厚度与集肤深度之比的圆柱体的表面转移阻抗

层的直流电阻。通过将编织导线看成简单地平行相连（电气连接）可计算这些编织屏蔽层每单位长度的直流电阻，得

$$r_{DC} = \frac{r_b}{BW\cos\theta_w} \tag{8.42}$$

其中，B表示屏蔽编织线中编织带的数量，W表示每个带中编织导线的个数，θ_W表示这些编织带的编织角度，r_b表示编织导线每单位长度的直流电阻，它包含辐射电阻r_{BW}：

$$r_b = \frac{1}{\sigma\pi r_{bw}^2} \qquad (r_{bw} \ll \delta) \tag{8.43}$$

548

屏蔽层内表面的电压降可以看成沿屏蔽层内表面轴向的大小为$\hat{Z}_T\hat{I}_{SH}\Delta x$的电压源，屏蔽层所包围的电路每单位长度的等效电路如图8-32a所示，其中r、l、g和c分别表示内部导线与屏蔽层电路之间的每单位长度的电阻、电感、电导和电容。从这个单位长度等效电路可以重新导出传输线方程为：

$$\frac{d\hat{V}(x)}{dx} + (r + j\omega l)\hat{I}(x) = -\hat{Z}_T\hat{I}_{SH} \tag{8.44a}$$

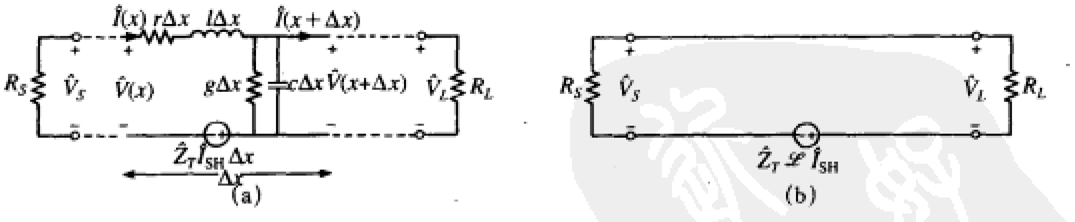
$$\frac{d\hat{I}(x)}{dx} + (g + j\omega c)\hat{V}(x) = 0 \tag{8.44b}$$

可观察到激励源是分布源$\hat{Z}_T\hat{I}_{SH}$。对于电短传输线，可以将源集中并且忽略内部导线与屏蔽层电路之间每单位长度的参数来近似计算结果，如图8-32b所示，得

$$\hat{V}_S = \frac{R_S}{R_S + R_L}\hat{Z}_T\hat{I}_{SH}\mathscr{L} \tag{8.45a}$$

$$\hat{V}_L = -\frac{R_L}{R_S + R_L}\hat{Z}_T\hat{I}_{SH}\mathscr{L} \tag{8.45b}$$

549



(a) 单位长度的等效电路，(b) 当电缆的电长度很短时电缆的简化等效电路

图8-32 计算对外部场的接收的同轴电缆内部导线的等效电路

除了散射源$\hat{Z}_T\hat{I}_{SH}$之外，还有另外两个源是由外部场通过编织屏蔽层上的孔穴感应的[15~18]。入射磁场穿透屏蔽层的孔缝，给出每单位长度的互电感为m_{12}，所以这个表面转移阻抗为：

$$\hat{Z}_T = \frac{1}{\sigma\pi r_{bw}^2 BW\cos\theta_w}\frac{\gamma 2r_{bw}}{\sinh(\gamma 2r_{bw})} + j\omega m_{12} \tag{8.46}$$

除此之外，入射电场穿透编织屏蔽层的孔缝，给出每单位长度的互电容为c_{12}，所以并联的电流源必须加入如图8-32a所示的每单位长度的等效电路中[15, 16]，得

$$\hat{Y}_T = \frac{1}{\hat{V}_{SG}}\frac{d\hat{I}}{dx} \tag{8.47}$$

$\hat{V}_{SG}$是屏蔽层和地平面之间的电压；$\hat{I}$是屏蔽层内部的导线上的电流；$\hat{Y}_T$指的是屏蔽层的表面转移阻抗，它不仅取决于屏蔽层的结构，而且还取决于外部的电路，如屏蔽层高出接地平面的高度等。因此，必须在式（8.44b）的右侧加上电源$\hat{Y}_T\hat{V}_{SG}$。参考文献[15,16]具体给出了这些参数。一般来说，除了终端阻抗非常大以外，表面传输导纳均可以忽略不计。

习题

8.1　导线和PCB连接盘的简单发射模型

8.1.1　预测如图P8.1.1所示的双线电缆在100MHz时的辐射发射，测得100MHz时导线上的电流如图所示。计算10m距离处100MHz时的辐射电场。[102.4dBμV/m, 100dBμV/m]

8.1.2　100MHz时测得一条电缆的辐射发射如图P8.1.2所示。如果100MHz时天线因子为15dB，天线在导线所在的平面内并且平行于导线放置，求频谱分析仪在100MHz时所测得的电压。[90.91dBμV, 112.3dBμV]

550

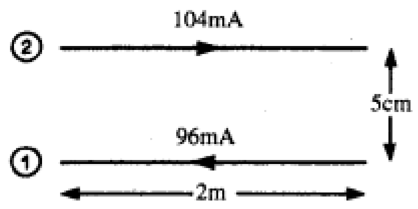


图　P8.1.1

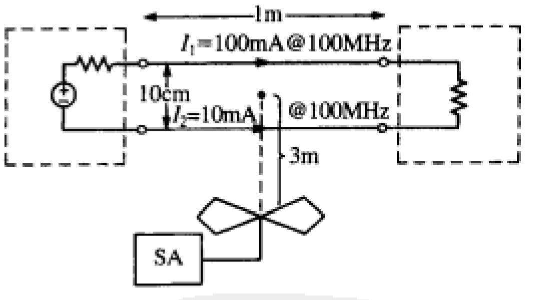


图　P8.1.2

8.1.3　有共模电流I流过的电缆会向外辐射，如图P8.1.3所示。如果频谱分析仪在100MHz时的读数为32dBμV，天线在100MHz时的系数为16dB，求100MHz时的电流。[36.6μA]

551

8.1.4　一根导线流有100MHz的电流1mA，平行于相距1cm的无限大理想导电地平面，如图P8.1.4所示。求地平面上方3m处的电场。[0.877mV/m]

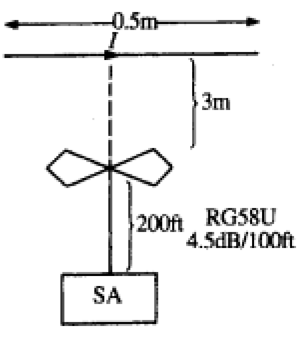


图　P8.1.3

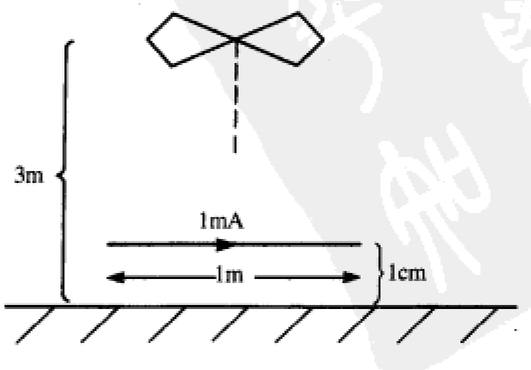


图　P8.1.4

8.1.5　用一个Z_T＝15dBΩ（100MHz）的电流探头测量如图P8.1.5所示的0.5m长导线上的电流。频谱分析仪通过300ft长的RG-58U同轴电缆与电流探头相连，读数为20dBμV。求在FCC B级辐射发射测试中的辐射电场。[38.9dBμV/m]。该辐射发射满足FCC B级限值吗？[是]

552

8.1.6　为了研究交流电源线上的电流对辐射发射的潜在影响，考虑如图P8.1.6所示的典型的辐射发射测试。被测产品具有10MHz的时钟，时钟谐波频率上的共模电流无意耦合到交流电源线上。利用镜像法将该电源线作为偶极子天线来处理，求出电流I_c，该电平几乎会在时钟的第9次谐波频率上超过FCC的B级限值。比较第7章中假设电流为正弦分布时所导出的精确表达式与假设电流均匀分布时所导出的近似表达式。为了简单起见，计算地表面的场强[90MHZ；精确值5.73μA；近似值3.98μA]

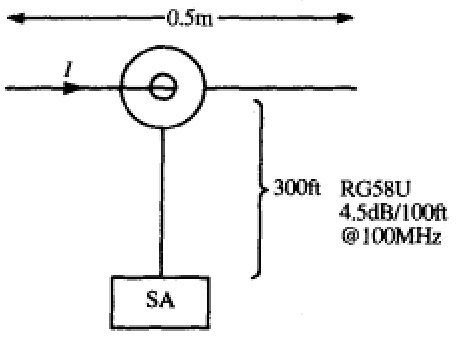


图　P8.1.5

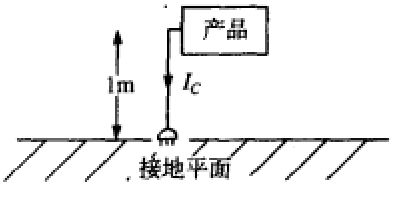


图　P8.1.6

8.1.7　两根0.5m长的平行导线相距0.1mm，流有大小相等，方向相反的电流（差模）100mA（100MHz）。一100MHz时的天线因子为20dB的天线用于FCC B级测试中的发射测试。如果天线位于导线所在的平面并与导线相平行，求与天线相连的频谱分析仪所测得的电压。[28.6dBμV]

8.1.8　测得1m长电缆中的共模电流由10MHz、50%占空比、上升/下降时间为20ns的梯形脉冲串组成，如图P8.1.8所示。用平行于导线的天线测量3m处该电缆的辐射发射。天线在30MHz时的系数为8dB，100MHz时的系数为13dB。画出频谱分析仪在30MHz~100MHz范围内所测得的发射的包络。[30MHz：49dBμV，100MHz：33.5dBμV]

553

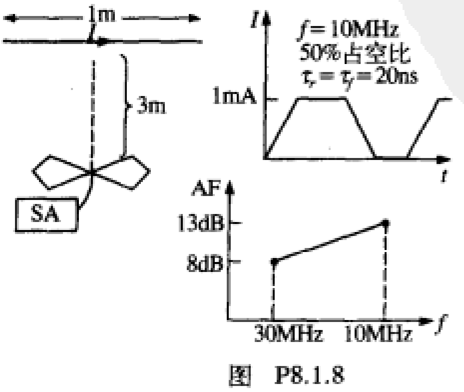


图　P8.1.8

8.2　导线和PCB连接盘的简单抗扰度模型

8.2.1　调频发射机在100MHz时的发射照射距离300m处的产品内的双导线电缆。发射机发射的平均功率为10W，天线在产品所在方向上的功率增益为20dB，电缆长30cm，导线间相距5cm，电缆单位长度的电容为20pF/m。如果电缆两端接100Ω电阻，求电缆端点处感应的最大电压。[21mV]

8.2.2　一调频天线为半波偶极子天线，108MHz时的发射功率为500W，求3mi处的最大磁场强度。[121.9μA/m]

8.2.3　10V/m，100MHz的均匀平面波入射到双导线传输线上，如图P8.2.3所示。如果传554输线单位长度的电容为50pF/m，求感应电压V。[−17.27mV]

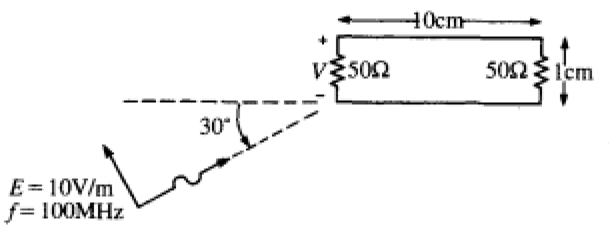


图　P8.2.3

8.2.4　一调频发射机在100MHz时的发射功率为5kW，发射天线的增益为14dB，在于天线相垂直的平面内是全向的，求距离天线5000m处的最大电场强度。[114.8dBμV/m]

8.2.5　100MHz，10V/m的均匀平面波平行于填充空气的双线传输线传播，如图P8.2.5所示，电场位于传输线所在的平面内，求50Ω负载两端感应的电压大小。[−9.39mV]

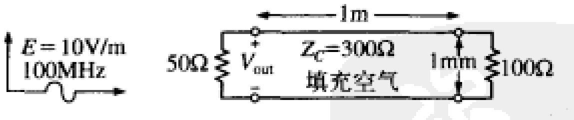


图　P8.2.5

8.2.6　一台个人计算机安装于综合办公楼内，距离FM广播天线1mi远，发射机的频率是100MHz，发射功率是100W，为了实现最大覆盖，天线是全向的，求综合办公楼附近的电场。[93.6dBμV/m]

8.2.7　双线带状电缆一端接3333Ω电阻，另一端开路，电缆长50cm，两导线间隔1cm，电缆单位长度的电容为1pF/m，1mil远的机场监视雷达照射了这根电缆，雷达的发射功率为1kW，主波束增益为20dB，假设传输的是1GHz的正弦信号，求电缆终端的最大电压。[0.3187V]

8.2.8　1m长的编织屏蔽电缆被1MHz的入射均匀平面波所照射，屏蔽层由16带构成，每带4根导线，半径为2.5mil，编织角为30°，屏蔽层的内半径为35mil，求屏蔽电阻（dc），屏蔽层在1MHz是的表面转移阻抗。[24.6mΩ，19$\angle{-64.3^\circ}$ mΩ]，若电缆的内导线端接300Ω和50Ω的电阻时，屏蔽层内表面上感应的电流为31.5mA，求负载两端感应的电压。[513μV，85.5μV]

8.2.9 German，ott和Paul表明在PCB附近放置一块镜像平面能降低PCB上连接盘中差模电流和共模电流的辐射发射，如图P8.2.9所示，解释为什么这是可能的。[利用镜像原理] 555

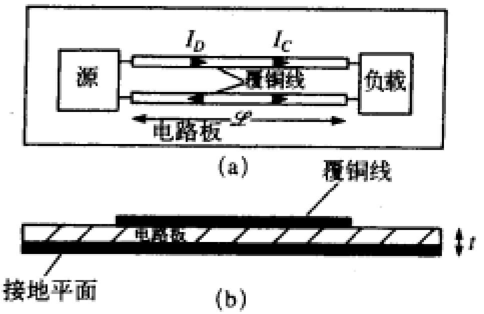


图 P8.2.9

参考文献

1. C. R. Paul and S. A. Nasar, *Introduction to Electromagnetic Fields*, 2nd ed., McGraw-Hill, New York, 1987.
2. K. B. Hardin, *Decomposition of Radiating Structures to Directly Predict Asymmetric- Mode Radiation*, Ph.D. Dissertation, University of Kentucky, April 1991.
3. T. J. Dvorak, Fields at a radiation measuring site, *Proc. 1988 IEEE Int. Symp. Electro-magnetic Compatibility*, Seattle, WA, Aug. 1988
4. C. R. Paul and D. R. Bush, Radiated emissions from common-mode currents, *Proc. 1987 IEEE. Int. Symp. Electromagnetic Compatibility*, Atlanta, GA, Aug. 1987.
5. C. R. Paul, A comparison of the contributions of common-mode and differential-mode currents in radiated emissions, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **31**, 189-193 (1989).
6. C. R. Paul and D. R. Bush, Bounds on currents induced in transmission lines by incident fields, *Proc. IEEE SouthEasCon*, Louisville, KY, April 1984.
7. C. R. Paul, Frequency response of multiconductor transmission lines illuminated by an electromagnetic field, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-18**, 183-190 (1976).
8. C. R. Paul and R. T. Abraham, Coupling of electromagnetic fields to transmission lines, *Proc. IEEE Int. Symp. Electromagnetic Compatibility*, Boulder, CO, Aug. 1981.
9. C.R. Paul, *Applications of Multiconductor Transmission Line Theory to the Prediction of Cable Coupling*. Vol. VI, *A Digital Computer Program for Determining Terminal Currents Induced in a Multiconductor Transmission Line by an Incident Electromagnetic Field*. Technical Report, Rome Air Development Center, Griffiss AFB, NY, RADC- TR-76-101, Vol. VI, Feb. 1978.
10. C. D. Taylor, R. S. Satterwhite, and C. W. Harrison, The response of a terminated two- wire transmission line excited by a nonuniform electromagnetic field, *IEEE Trans. Anten. Propag.* **AP-13**, 987-989 (1965).
11. A. A. Smith, A more convenient form of the equations for the response of a transmission line excited by nonuniform fields, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-15**, 151-152 (1973).
12. A. A. Smith, *Coupling of External Electromagnetic Fields to Transmission Lines, 2nd ed.*, Interference Control Technologies, Inc., Gainesville, VA, 1987.
13. C. R. Paul and D. F. Herrick, Coupling of electromagnetic fields to transmission lines, *Proc. 1982 IEEE Int. Symp. Electromagnetic Compatibility*, Santa Clara, CA, Aug. 1982.

14. C. R. Paul, *Analysis of Multiconductor Transmission Lines*, Wiley-Interscience, New York, 1994.

15. E. F. Vance, *Coupling to Shielded Cables*, Wiley, New York, 1978.

16. E. F. Vance, Shielding effectiveness of braided-wire shields, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-17**, 71-77 (1975).

17. L. O. Hoeft and J. S. Hofstra, Measured electromagnetic shielding performance of commonly used cables and connectors, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-30**, 260- 275 (1988).

18. C. R. Paul, *Applications of Multiconductor Transmission Line Theory to the Prediction of Cable Coupling*, Vol. VII, *Prediction of Crosstalk Involving Braided-Shield Cables*. Technical Report, Rome Air Development Center, Griffiss AFB, NY, RADC-TR-76-101, Aug. 1980.

556 ～ 557

19. R. F. German, H. W. Ott, and C. R. Paul, Effect of an image plane on radiated emissions, *Proc. 1990 IEEE Int. Symp. Electromagnetic Compatibility*, Washington, DC, Aug. 1990.

第9章　串　　扰

本章将讨论电磁兼容性产品设计的另一个重要方面——串扰。从本质上讲，串扰指的是相互靠近的导线和PCB上的连接盘之间无意的电磁耦合。串扰与天线耦合有区别，因为这是一个近场耦合问题。电缆内各导线之间的串扰，或者PCB连接盘之间的串扰属于产品系统内干扰。也就是说，电磁发射源和其接受器都是在同一系统内。因此，这就体现了EMC中的第三个关注点：对自身产生干扰的产品设计。随着数字计算机中数据传输速率和时钟速度的稳步提高，PCB上连接盘之间的串扰开始成为现代数字系统中重要的干扰机理。

在有些情况下，串扰也会影响产品的传导发射和/或辐射发射。假设产品内部的一条带状电缆靠近与产品的辅助电缆相连的导线，那么两电缆之间的串扰可能会在辅助电缆上感应出信号，并向产品的外部辐射，以致产品不符合规定的辐射发射限值。如果这种内部耦合发生在产品的电源线上，那么这些耦合信号可能导致产品不能满足规定的传导发射要求。串扰也会影响产品对来自另一个产品的辐射敏感度。例如，来自某个其他产品的辐射耦合到该产品的辅助电缆上，耦合进产品内部，或耦合到产品内部的某些电缆上，这时产品的辐射敏感度可能会加强。

为了理解如何建立串扰模型，理想双导体传输线的分析是非常重要的。双导体传输线没有串扰。为了产生串扰，必须有三个或更多个导体。但是，双导体传输线理论中的概念可应用于多导体传输线这一更大范围，并且简化了对这些传输线的特性的理解。基于这个原因，读者应该回顾第4章中和电磁领域的任何大学教材中所讲述的传统的双导体传输线理论，如参考文献[1，2]。

9.1　三导体传输线和串扰

事实上，第4章中对双导体传输线的分析方法可以直接应用到由任意数目的平行导体所构成的耦合传输线的情况。这些类型的传输线指的是多导体传输线（MTLs）。本节中，将考虑双导体传输线分析结果的第一步逻辑推广：从双导体传输线推广到三导体传输线。预测串扰的MTL方程的详细求解过程在参考文献[3]中给出，其他的MTL方程的简短概括性求解在参考文献[4～6]中给出。

在双导体系统中加入第三个导体可能会在与传输线导体端接的电路中产生串扰并引起干扰。为了解释这一重要现象，考虑如图9-1所示的三导体传输线模型。由源阻抗R_S和源电压V_S（t）组成的源，通过发射线和参考地线与负载R_L相连。另外两个由电阻R_{NE}和R_{FE}表示的终端负载，也与受扰线和该参考地线相连。这些终端负载表示从终端看进去的输入电路。我们以线性阻性终端为例来说明，但得到的所有结果都可应用于更一般的终端，可能包含电容和电感。假设传输线导体都平行于z轴，并且沿传输线方向有均匀的横截面，同时也假定任何不均匀的周围介质沿着传输线方向也有均匀的横截面，所

以这里考虑的传输线都是均匀传输线。源电路由电源线和参考地线构成，具有沿导线的电流$I_G(z, t)$和两者之间的电压$V_G(z, t)$，所有电压都以地线为参考。与源电路有关的电压和电流将产生电磁场，与由受扰线和参考地线所组成的接收器电路相互作用。这种相互作用会在接收器电路中感应出电流$I_R(z, t)$和电压$V_R(z, t)$。这个感应电压和感应电流会在与接收电路相连的终端输入端产生电压$V_{NE}(t)$和$V_{FE}(t)$。下标NE和FE分别指的是“近端”和“远端”，以邻近包含激励源$V_s(t)$的发射电路一端的传输线的终端为参考。传输线的总长度为L，从$z=0$到$z=L$。

560

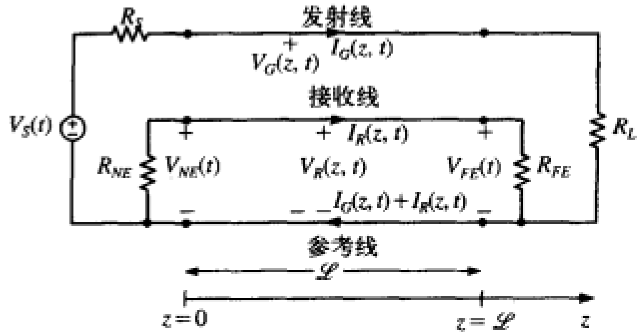


图9-1 用以举例说明串扰的一般三导体传输线

分析串扰的目的是在给定传输线横截面的大小以及终端参数$V_s(t)$、R_S、R_L、R_{NE}和R_{FE}的条件下确定（预测）近端和远端电压$V_{NE}(t)$和$V_{FE}(t)$。我们感兴趣的分析方法有两类：时域分析和频域分析。串扰的时域分析就是求解在一般的电压源的时域函数形式$V_s(t)$的作用下接收器终端电压$V_{NE}(t)$和$V_{FE}(t)$的时域形式。串扰的频域分析是求解在正弦电压源$V_S(t)=V_S\cos(\omega t+\phi)$作用下接收器终端相量电压$\hat{V}_{NE}(j\omega)$和$\hat{V}_{FE}(j\omega)$的相位和幅度。频域分析是在假设稳态的条件下进行的，也就是说，正弦源经历了足够长的时间，其瞬态响应已衰减为零，这类似于附录A中所描述的对电路的相量分析。当然，这些概念与双导体传输线中的概念相同，但在这里我们感兴趣的是在另一个电路中产生的电压和电流。

561

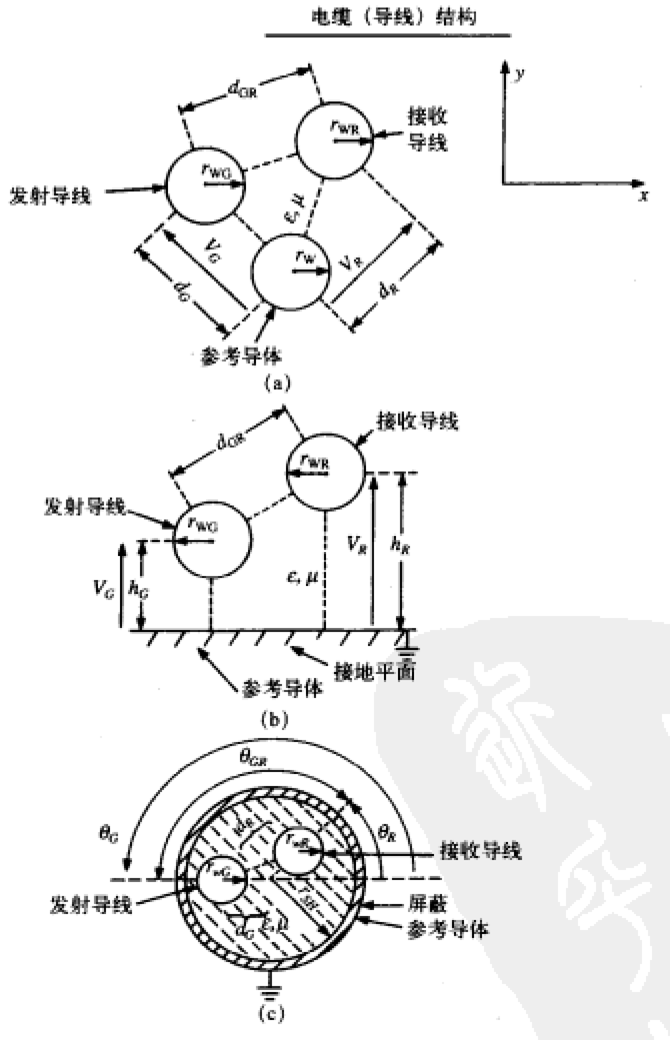
应用以上方法对一些典型的三导体传输线进行分析，如图9-2和图9-3所示。图9-2所示为由圆形圆柱体横截面导体构成的导线型传输线，图9-2a所示为由三条导线构成的三导体传输线，其中一条导线用作传输线电压的参考地线。带状电缆是这种结构的典型。图9-2b所示为无限大理想导电（地）平面上的两根导线，该地平面作为这种结构中的参考地线。如图9-2c所示的第三种结构由包围在整个圆柱形屏蔽层中的两根导线构成，屏蔽层作为参考地线。很多地方都使用如图9-2c所示的被整个屏蔽层包围的电缆，用以防止外部电磁场对内部导线不希望有的耦合。所有的传输线类型都用裸线表示，也就是没有绝缘层，可以说它们都处于均匀媒质中，因为周围媒质具有一个相对介电常数（自由空间的$\varepsilon_r=1$）。实际导线周围显然都有圆柱形介质绝缘层包围（除了高压传输线）。将需要建立方程来求这些类型传输线的单位长度电容和电感。如果包含介质绝缘层，那么求解单位长度参数的简单解析解是不可能的，必须利用数值近似方法[7]。带状电缆的近似数值计算方法将在9.3.3节中讨论。附录C给出了求解分布参数的计算机程序。求解忽

略了介质绝缘层的导线型传输线的分布参数，其简单近似方程在9.3.2节中给出。在均匀媒质的情况下，导线上所有的电压和电流波都以相同的速度沿导线传播：

562
~
563

$$v = \frac{v_0}{\sqrt{\varepsilon_r}} \tag{9.1}$$

式中，$v_0 \approx 3 \times 10^8$m/s，$\varepsilon_r$为周围媒质（假设为均匀的）的相对介电常数。如果分析中包含导线的绝缘层，那么周围媒质将是非均匀的，电压和电流波将以不同的速度沿导线传播，这将使分析更复杂。

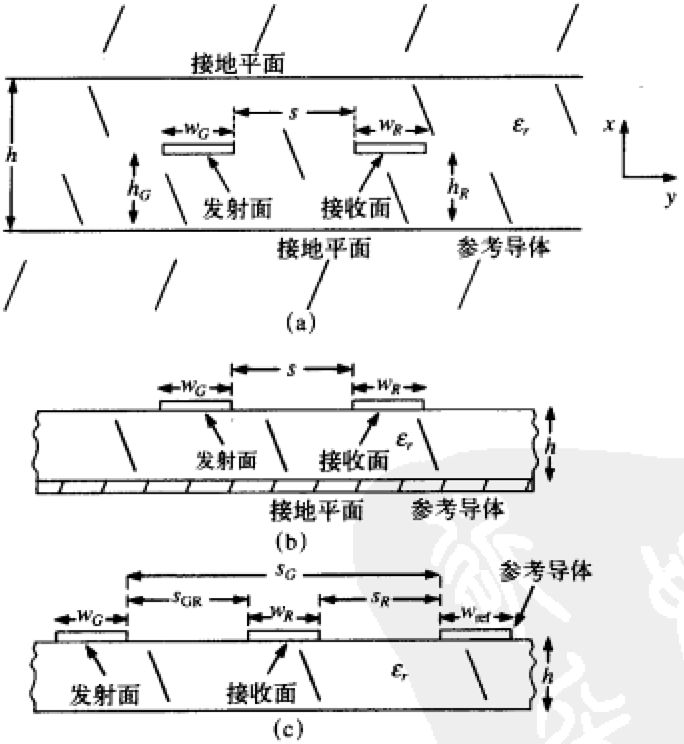


（a）参考导体为另一根导线；（b）参考导体为无限大地平面；（c）参考导体为整个圆柱形屏蔽层

图9-2 导线型传输线的横截面

PCB上的典型传输线结构如图9-3所示。收发导体都具有矩形截面，被称为以来复线槽为参考的连接盘。图9-3a所示的结构为耦合连接盘，参考导体由两个无限大的平面构成，连接盘处于两平面之间的均匀媒质中。这种结构代表PCB有内层板，连接盘埋在

这些内层板之间。因为包围连接盘的媒质是均匀的，所以所有的电压和电流都以式（9.1）给出的相同的速度沿线传播。典型的PCB由玻璃环氧树脂构成，所以相对介电常数为$\varepsilon_r=4.7$，因此，沿线的电压和电流波的速度为$v=1.38\times10^8$m/s或$v=5.45$in/ns，如图9-3b所示的结构为耦合微带线，常见于微波电路中，由PCB内层板的外部连接盘代表。因为电场部分存在于板的介质中，部分存在于周围空气中，因此有两个电压和电流波的传播速度，并且都不同于光速。图9-3c代表了PCB外表面上的连接盘，其中一根连接盘作为参考导体。再次因为电场部分存在于板的介质中，部分存在于周围空气中，因此有两个电压和电流波的传播速度，并且都不同于光速。由连接盘构成的这些传输线结构所必需的单位长度电容和电感不能简单地用解析式来求解，而必须用近似的数值方法来求解单位长度的参数，所有这些方法在9.3.3节中讨论，求解分布参数的计算机程序在附录C中给出。



（a）参考导体为代表内层板的耦合连接盘；（b）参考导体为代表内层板和外表面上的连接盘的耦合微带线；（c）参考导体为单面PCB

图9-3 PCB上的传输线

9.2 无耗传输线的传输线方程

在分析所有多导体传输线时所涉及的一个基本假设就是传输线上只存在唯一的横电磁波传播模式（TEM）。TEM场结构假定电场和磁场矢量都位于垂直于传输线方向（z轴）的横截面（xy平面）上。也就是，电场和磁场都没有沿传输线方向的分量。在这种

TEM场结构的假设条件下，线电压$V_G(z, t)$、$V_R(z, t)$和线电流$I_G(z, t)$、$I_R(z, t)$由激励源频率而不是直流电源唯一确定[1, 3, 4]。在任一传输线的横截面上向右流动的总电流是零，所以电流要沿着参考地线返回。而且，TEM场结构与静态（直流）场结构类似，这就可以直接用直流的方法严格求出第4章中双导线传输线横截面（xy面）上每单位长度的电感和电容参数。对于非理想的传输线导体或非均匀的周围介质，不可能存在纯的TEM场结构[3]。但是在其中任一种情况下，对于“良导体”，典型的传输线横截面尺寸和GHz范围以下的频率，偏离TEM场结构是很小的。这就指的是准TEM模假设，在以后的分析中将作这样的假设。 564

再次重申，对于TEM场结构，横截面上的电场和磁场结构与静态（直流）的场结构类似。（见第4章的图4-3）因此可用直流方法来求解单位长度的电容和电感，这极大地简化了求解过程，这将在下一节中考虑。传输线上的损耗有两种机理：（1）传输线的导体损耗；（2）周围媒质的损耗。为了测串扰和理解分布参数对其的影响，这里建立多导体传输线方程时忽略了这些损耗以简化求解过程，忽略损耗给出了对串扰的一阶精确预测。建立的传输线Δz段的单位长度等效电路如图9-4所示。发射电路和接收电路具有每单位长度自电感l_G和l_R，并通过两个电路之间的单位长度互电感l_m相联系。这些电感代表了根据法拉第定理由传输线上的电流所产生通过导体和参考导体所构成的每个回路的磁通的影响。由线电压（在每个导体和参考导体之间）在导体上产生的电荷会在每对导体之间产生电场，这种影响用电容表示。发射导体和接收导体之间以及接收导体和参考导体之间的单位长度自电容分别用c_G和c_R表示。发射导体和接收导体之间的单位长度互电容用c_m表示。传输线Δz段的总电感或总电容为单位长度的电感和电容乘以Δz。

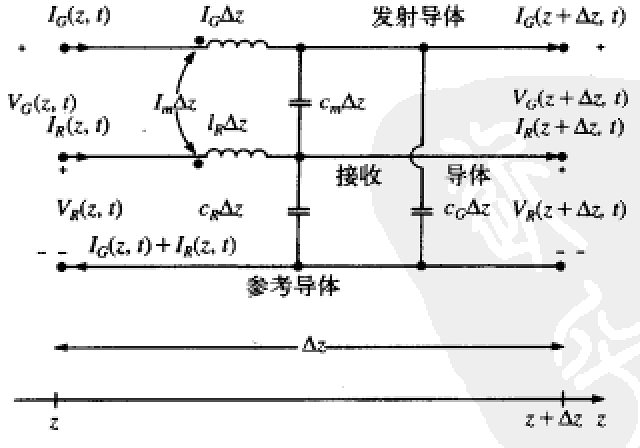


图9-4 三导体传输线的单位长度等效电路

MTL方程可利用电路分析原理从单位长度的等效电路导出，令$\Delta z \to 0$，得[3]

$$\frac{\partial V_G(z,t)}{\partial z} = -l_G\frac{\partial I_G(z,t)}{\partial t} - l_m\frac{\partial I_R(z,t)}{\partial t} \tag{9.2a}$$

$$\frac{\partial V_R(z,t)}{\partial z} = -l_m\frac{\partial I_G(z,t)}{\partial t} - l_R\frac{\partial I_R(z,t)}{\partial t} \tag{9.2b}$$

565

$$\frac{\partial I_G(z,t)}{\partial z} = -(c_G+c_m)\frac{\partial V_G(z,t)}{\partial t} + c_m\frac{\partial V_R(z,t)}{\partial t} \tag{9.2c}$$

$$\frac{\partial I_R(z,t)}{\partial z} = c_m \frac{\partial V_G(z,t)}{\partial t} - (c_R + c_m)\frac{\partial V_R(z,t)}{\partial t} \tag{9.2d}$$

仔细观察可有助于这些方程的求解。将这些方程写成矩阵形式：

$$\frac{\partial}{\partial z}\boldsymbol{V}(z,t) = -\boldsymbol{L}\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{I}(z,t) \tag{9.3a}$$

$$\frac{\partial}{\partial z}\boldsymbol{I}(z,t) = -\boldsymbol{C}\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{V}(z,t) \tag{9.3b}$$

其中，

$$\boldsymbol{V}(z,t) = \begin{bmatrix} V_G(z,t) \\ V_R(z,t) \end{bmatrix} \tag{9.4a}$$

566

$$\boldsymbol{I}(z,t) = \begin{bmatrix} I_G(z,t) \\ I_R(z,t) \end{bmatrix} \tag{9.4b}$$

单位长度的分布参数矩阵为：

$$\boldsymbol{L} = \begin{bmatrix} l_G & l_m \\ l_m & l_R \end{bmatrix} \tag{9.5a}$$

$$\boldsymbol{C} = \begin{bmatrix} (c_G + c_m) & -c_m \\ -c_m & (c_R + c_m) \end{bmatrix} \tag{9.5b}$$

观察式（9.3）中MTL方程的矩阵形式可见，其与第4章中考虑的双导体传输线方程类似，因此求解后也应该得到类似的结果，只不过是矩阵形式。这是一个非常有用的结论，可深入理解这些方程的求解，并很容易推广到多个三导体的传输线[3]。

式（9.2）中的方程是时域方程。对于单频正弦稳态激励（相量形式）只需用jω代替时间变量。其中，$\omega=2\pi f$为激励源的弧度频率，f为线频率。这种方法类似于电路的相量分析法（见附录A），得：

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\hat{\boldsymbol{V}}(z) = -\mathrm{j}\omega \boldsymbol{L}\hat{\boldsymbol{I}}(z) \tag{9.6a}$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\hat{\boldsymbol{I}}(z) = -\mathrm{j}\omega \boldsymbol{C}\hat{\boldsymbol{V}}(z) \tag{9.6b}$$

电压和电流相量是复数，用符号（$\hat{\cdot}$）表示。现在它们仅是沿传输线的位置z的函数，因此使用普通变量。为了转化为时域函数，把相量乘以$e^{j\omega t}$并取实部，就如电路的相量分析（见附录A）：

$$\boldsymbol{V}(z,t) = \mathrm{Re}\{\hat{\boldsymbol{V}}(z)e^{j\omega t}\} \tag{9.7a}$$

$$\boldsymbol{I}(z,t) = \mathrm{Re}\{\hat{\boldsymbol{I}}(z)e^{j\omega t}\} \tag{9.7b}$$

本章接下来将研究求解这些方程和预测串扰的两种方法。第一种是近似法，称为感性—容性耦合模型，另一种是由SPICE/PSPISE模型构成的精确求解法。但首先必须研究如何获得单位长度的分布参数，因为每个地方都需要有关横截面尺寸的所有信息。

9.3　单位长度的分布参数

正如先前所指出的，如果不能确定某传输线横截面上单位长度的分布参数，那么求解MTL方程是没有用的。有关特定传输线的横截面尺寸的所有信息无处不在地包含在这些参数中，依然要求解L和C中的几个参数。如图9-2所示的均匀媒质中的导线型传输线，

其每单位长度的电感和电容的近似式可以推广到间距很宽的传输线上。对于如图9-3所示的PCB类型的传输线结构的相应等式很难获得，一般必须用近似的数值计算方法。 567

9.3.1 均匀媒质与非均匀媒质

如图9-2所示的结构被认为是传输线处于均匀媒质中。在这种情况下，图9-2a所示的三导体传输线或图9-2b所示的地平面上的双导体传输线，其周围媒质理所当然地被认为具有自由空间的特性参数ε_0和μ_0。也就是说，这些导体被认为是裸露的。介质绝缘层使求解传输线每单位长度的电容变得异常复杂，但它并不影响每单位长度的电感的计算。因为对于介质而言，$\mu=\mu_0$。为了计算非均匀媒质中的这些类型的传输线，必须用数值计算方法[4, 7]。对于如图9-2所示的传输线，忽略所存在的介质的绝缘层认为导线是裸露的，因为正如所假设的对于宽间隔传输线介质绝缘层只微小地改变了的电容。如果假设屏蔽层内部的介质是均匀的（ε, μ），那么就可以计算如图9-2c所示的被完整的屏蔽层所包围的双导体传输线。由PCB带来的非均匀性更为明显，如图9-3所示，要得到这种结构的$\mathbf{L}$和$\mathbf{C}$的所有解析解是很困难的。

如果周围介质是均匀的，就像如图9-2所示的传输线，那么由式（9.5）给出的每单位长度的参数矩阵就会与双导体传输线的参数矩阵有一重要而特别的关系。特别指出其关系为[3, 4]

$$\mathbf{LC}=\mathbf{CL}=\mu\varepsilon\mathbf{I}_2 \tag{9.8}$$

其中，周围均匀媒质的特性参数为磁导率μ和介电常数ε，$\mathbf{I}_2$是一个2×2的单位矩阵：

$$\mathbf{I}_2=\begin{bmatrix}1&0\\0&1\end{bmatrix} \tag{9.9}$$

因此，只需确定其中一个参数矩阵，因为其他的都能从式（9.8）中导出，如

$$\mathbf{C}=\mu\varepsilon\mathbf{L}^{-1}=\frac{1}{v^2}\mathbf{L}^{-1} \tag{9.10}$$

568

其中，$v=1/\sqrt{\mu\varepsilon}$是附录B所提到的均匀平面波的相速，也是传输线上电波传播的速度。例如，对于均匀媒质中的三导体传输线可以从式（9.10）推得

$$\begin{bmatrix}c_G+c_m&-c_m\\-c_m&c_R+c_m\end{bmatrix}=\frac{1}{v^2(l_Gl_R-l_m^2)}\begin{bmatrix}l_R&-l_m\\-l_m&l_G\end{bmatrix} \tag{9.11}$$

比较上式两边，根据每单位长度的电感可以得到每单位长度的电容，如下：

$$c_m=\frac{l_m}{v^2(l_Gl_R-l_m^2)} \tag{9.12a}$$

$$c_G+c_m=\frac{l_R}{v^2(l_Gl_R-l_m^2)} \tag{9.12b}$$

$$c_R+c_m=\frac{l_G}{v^2(l_Gl_R-l_m^2)} \tag{9.12c}$$

对于非均匀媒质中的传输线的情况，如图9-3所示的结构，每单位长度的电感矩阵$\mathbf{L}$不会受到介质非均匀性的影响，因为$\mu=\mu_0$。所以，如果指定了移去的介质（代之以自由空间）每单位长度的电容矩阵$\mathbf{C}_0$，那么由式（9.8）$\mathbf{L}=\mu_0\varepsilon_0\mathbf{C}_0^{-1}$可得电感矩阵。因此，对于非均匀媒质必须确定有介质和无介质存在时每单位长度的电容矩阵$\mathbf{C}$和$\mathbf{C}_0$。为了得到这些参数常常利用数值方法。

复习题9.1　一个2×2矩阵 $M=\begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix}$ 的逆矩阵为 $M^{-1}=\frac{1}{(ad-bc)}\begin{bmatrix} d & -b \\ -c & a \end{bmatrix}$，也就是 $MM^{-1}=I_2$，即主对角元素相互交换，非主对角元素加一负号，所有四项均除以矩阵的行列式，该行列式为主对角元素的乘积减去非主对角元素的乘积。

569

9.3.2 宽间隔传输线的近似

在传输线间的间隔足够宽的假设下，传输线周围的电荷和电流分布本质上是均匀的，在这种情况下，对于如图9-2所示的三导体传输线可以得到单位长度分布参数的解析形式的结果。正如人们所看到的，对于实际结构这并非是严格的限制条件。为了得到如图9-2所示的导线型传输线每单位长度的分布参数，可以依赖于第4章中所讨论的由导线所构成的双导体传输线的两个基本子问题。读者能够理解这些基本结论相当重要，因为所有的推导是基于这些结论的合理运用。第一个基本问题是关于磁通，该磁通由带电流的导线沿传输线穿过单位长度的表面时引起，带电流的导线的边缘距离传输线的径向距离为 R_1 和 R_2，其中 $R_2 \geqslant R_1$，如图9-5a所示，有方向性的磁通由式（4.12）给出，重复如下：

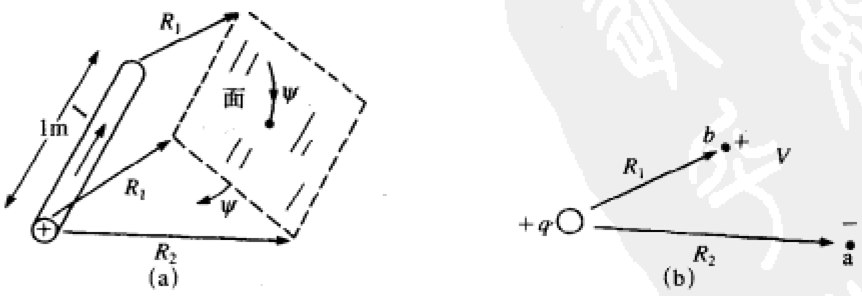
$$\psi=\frac{\mu_0 I}{2\pi}\ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) \tag{9.13}$$

其中，导线所带的电流 I 假设在导线周围均匀分布。确定磁通穿过表面的正确方向很重要。第二个基本结论是关于与距离带电导线的径向距离 R_1 和 R_2，其中 $R_2 \geqslant R_1$，两点之间的电压，如图9-5b所示。这一结论由式（4.15）给出，重复如下：

570

$$V=\frac{q}{2\pi\varepsilon_0}\ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) \tag{9.14}$$

其中，导线上载有的每单位长度的电荷 q 假定沿传输线和传输线周围是均匀分布的。再次指出，随着最终磁通的确定，确定电压的正确方向是非常重要的。传输线上电荷的分布被假设为正极性，所以距离导线最近的点的电压也是正的。



（a）带电流导线穿过表面的磁通，（b）带电荷导线两点间的电压

图9-5　计算线型传输线每单位长度参数的两个重要子问题的举例说明

首先来考虑如图9-2a所示的三导线情况。每单位长度的外电感矩阵与穿过发射电路和接收电路的磁通以及这些电路上的电流有关，为：

$$\boldsymbol{\Psi}=\boldsymbol{L}\boldsymbol{I} \tag{9.15a}$$

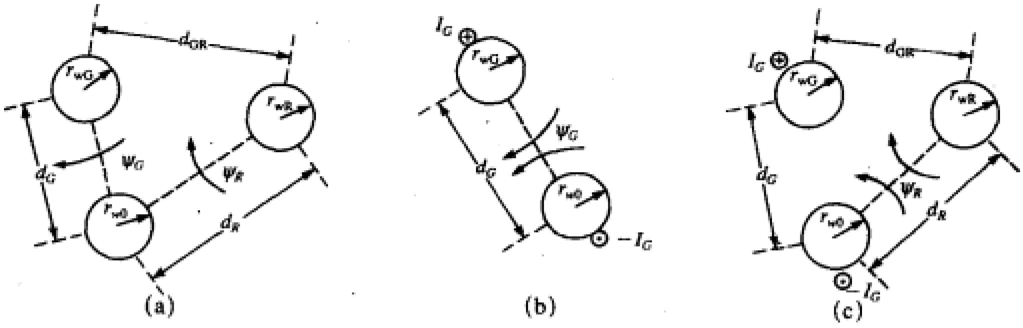
或

$$\begin{bmatrix}\psi_G\\\psi_R\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}l_G & l_m\\l_m & l_R\end{bmatrix}\begin{bmatrix}I_G\\I_R\end{bmatrix} \tag{9.15b}$$

待求磁通的方向如图9-6a所示。L中的每一项都可以通过推广式（9.15）像确定双端口参数一样的方法来求得，

$$\psi_G = l_G I_G + l_m I_R \tag{9.16a}$$

$$\psi_R = l_m I_G + l_R I_R \tag{9.16b}$$



（a）电路磁通的定义；（b）自电感的计算；（c）互电感的计算

图9-6 三导体传输线的每单位长度电感的计算

首先，设$I_R=0$，得

$$l_G = \left.\frac{\psi_G}{I_G}\right|_{I_R=0} \tag{9.17a}$$

$$l_m = \left.\frac{\psi_R}{I_G}\right|_{I_R=0} \tag{9.17b}$$

类似地，设$I_G=0$，得

$$l_m = \left.\frac{\psi_G}{I_R}\right|_{I_G=0} \tag{9.17c}$$

$$l_R = \left.\frac{\psi_R}{I_R}\right|_{I_G=0} \tag{9.17d}$$

571

式（9.17）中的结果表明，通过在一条导线上施加电流（通过参考地线返回），其他导线上的电流设为零，并确定穿过电路的磁通，就可得到每单位长度的电感。例如，考虑求解发射电路的自电感。式（9.17a）表明，将发射电路中的电流设为I_G，令$I_R=0$，并确定穿过如图9-6b所示的发射电路的磁通，利用式（9.13）给出的基本结论，可以得到

$$l_G = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{d_G}{r_{wG}}\right)+\frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{d_G}{r_{w0}}\right)=\frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{d_G^2}{r_{wG}r_{w0}}\right) \tag{9.18}$$

572

其中，已经假定了插入媒质是非铁磁性的，$\mu=\mu_0$。类似地，接收电路的自电感为：

$$l_R = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{d_R^2}{r_{wR}r_{w0}}\right) \tag{9.19}$$

每单位长度的互电感可以从式（9.17b）和式（9.17c）求得。在一个电路中加上电流，

确定穿过另一个电路的磁通，如图9-6c所示，得：

$$l_m = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{d_G}{d_{GR}}\right) + \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{d_R}{r_{w0}}\right) = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{d_G d_R}{d_{GR} r_{w0}}\right) \tag{9.20}$$

对于均匀媒质，可利用式（9.8）的结果从每单位长度的电感导出每单位长度的电容。为了表明直接的推导过程，将用到式（9.14）中的基本结论。首先来考察每单位长度的电容矩阵C的定义，它将发射导体和接收导体上的每单位长度的电荷与这些导体上相对于参考地线的电压联系起来，如：

$$\begin{bmatrix} q_G \\ q_R \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_G + c_m & -c_m \\ -c_m & c_R + c_m \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_G \\ V_R \end{bmatrix} \tag{9.21a}$$

或

$$q = CV \tag{9.21b}$$

这种形式的直接求解不方便，所以将此表达式转换为：

$$\begin{bmatrix} V_G \\ V_R \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_G & p_m \\ p_m & p_R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} q_G \\ q_R \end{bmatrix} \tag{9.22a}$$

或者

$$V = Pq = C^{-1}q \tag{9.22b}$$

展开后得到

573

$$V_G = p_G q_G + p_m q_R \tag{9.23a}$$

$$V_R = p_m q_G + p_R q_R \tag{9.23b}$$

通过将电荷设为零，并确定电压和产生该电压的电荷的比值就可以求出矩阵中的每一项。先设$q_R=0$，得

$$p_G = \left.\frac{V_G}{q_G}\right|_{q_R=0} \tag{9.24a}$$

$$p_m = \left.\frac{V_R}{q_G}\right|_{q_R=0} \tag{9.24b}$$

类似地，设$q_G=0$，得

$$p_m = \left.\frac{V_G}{q_R}\right|_{q_G=0} \tag{9.24c}$$

$$p_R = \left.\frac{V_R}{q_R}\right|_{q_G=0} \tag{9.24d}$$

变换式（9.22）可得式（9.21）。为了得到式（9.22）中的每一项，可以运用式（9.14）中关于带电荷的导线产生电压的基本结论。对于如图9-2a所示的三导线情况，运用式（9.24）可以求出如图9-7所示的自感应项，得：

$$p_G = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\ln\left(\frac{d_G}{r_{wG}}\right) + \frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\ln\left(\frac{d_G}{r_{w0}}\right) = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\ln\left(\frac{d_G^2}{r_{wG} r_{w0}}\right) \tag{9.25}$$

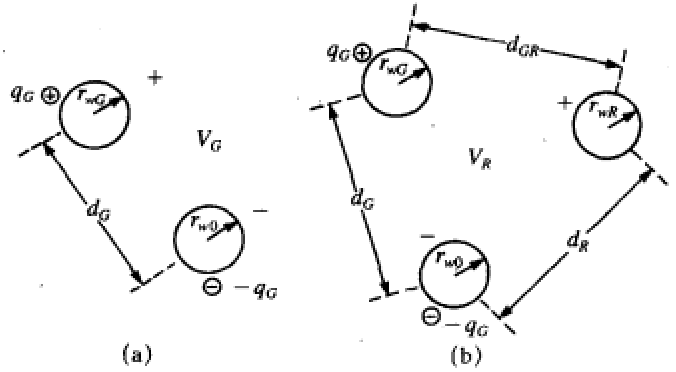
和

$$p_R = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\ln\left(\frac{d_R}{r_{wR}}\right) + \frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\ln\left(\frac{d_R}{r_{w0}}\right) = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\ln\left(\frac{d_R^2}{r_{wR} r_{w0}}\right) \tag{9.26}$$

类似地，从式（9.24b）和图9-7b可得

$$p_m = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\ln\left(\frac{d_G}{d_{GR}}\right) + \frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\ln\left(\frac{d_R}{r_{w0}}\right) = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\ln\left(\frac{d_G d_R}{d_{GR} r_{w0}}\right) \tag{9.27}$$

574

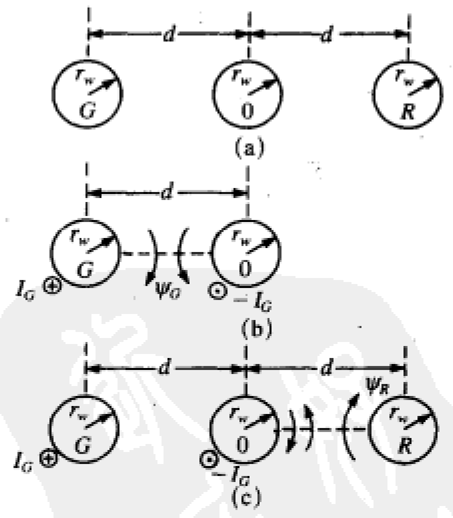


(a) 自感应项；(b) 互感应项

图9-7 三导体传输线每单位长度分布参数的计算

一旦如上述得到了式（9.22）中的每一项，通过变换式（9.22）就能得到式（9.21）中的每单位长度的电容。比较由式（9.25）、式（9.26）和式（9.27）得到的式（9.22）中的矩阵$\boldsymbol{P}$的每一项，和由式（9.18）、式（9.19）和式（9.20）得到的每单位长度的电感可知：$\boldsymbol{L}=\mu_0\varepsilon_0\boldsymbol{P}$。这也验证了式（9.8）中的基本结论，因为$\boldsymbol{C}=\boldsymbol{P}^{-1}$。

例9.1 这些结论一般是用于对带状电缆的计算。考虑由三根28#规格（7×36）的导线组成的三线带状电缆，相邻导线间的距离为50mil。指定参考地线对结果的修正相当关键。在本例的如下推导中假设中间的导线为参考地线，如图9-8a所示。自电感l_G的求解如图9-8b所示，得



(a) 问题的定义；(b) 自感应项；(c) 互感应项

图9-8 将较里面的导线作为参考地线的带状电缆每单位长度电感的计算

$$l_G = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{d}{r_w}\right) + \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{d}{r_w}\right) = \frac{\mu_0}{\pi}\ln\left(\frac{d}{r_w}\right) \tag{9.28}$$

类似地，可得l_R为：

$$l_R = \frac{\mu_0}{\pi}\ln\left(\frac{d}{r_w}\right) \tag{9.29}$$

575

与式（9.19）一致，如图9-8c所示在发射导线上加上一个电流I_G（通过参考地线返回），

并求出穿过接收电路的总磁通，就可以求出互电感。注意，接收电路的磁通的方向定义为向上。利用前面的基本结论可得

$$l_m = -\frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{2d}{d}\right) + \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{d}{r_w}\right) = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{d}{2r_w}\right) \tag{9.30}$$

与式（9.20）一致，因为$d_G = d_R = d$，$d_{GR} = 2d$。对于$r_w = 7.5\text{mil}$，$d = 50\text{mil}$的连接盘，可求出$l_G = l_R = 0.759\mu\text{H/m} = 19.3\text{nH/in}$和$l_m = 0.24\mu\text{H/m} = 6.1\text{nH/in}$。由$Z_C = v_0 l_G = v_0 l_R = 227.7\Omega$可计算每个独立电路的特性阻抗。应用式（9.12），可从这些结果中计算出每单位长度的电容，如：$c_G = c_R = 11.1\text{pF/m} = 0.28\text{pF/in}$和$c_m = 5.17\text{pF/m} = 0.13\text{pF/in}$。利用 $Z_C = \sqrt{l_G/(c_G + c_m)} = 216\,\Omega$，也可以计算出在有其他电路存在时电路的特性阻抗。因此，其他电路的存在会影响电路的特性阻抗。

576

接下来考虑无限大地平面上的双导体传输线的情况，如图9-9所示。用导线的镜像代替地平面，如图9-9所示，将式（9.13）中的基本结果运用到式（9.17a）中得

$$l_G = \left.\frac{\psi_G}{I_G}\right|_{I_R=0} = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{h_G}{r_{wG}}\right) + \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{2h_G}{h_G}\right) = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{2h_G}{r_{wG}}\right) \tag{9.31}$$

类似地，由式（9.17d）可得

$$l_R = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{2h_R}{r_{wR}}\right) \tag{9.32}$$

互电感可由式（9.17b）求得

$$l_m = \left.\frac{\psi_R}{I_G}\right|_{I_R=0} = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{s_1}{s}\right) + \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{s_2}{s_3}\right) = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{s_2}{s}\right) \tag{9.33}$$

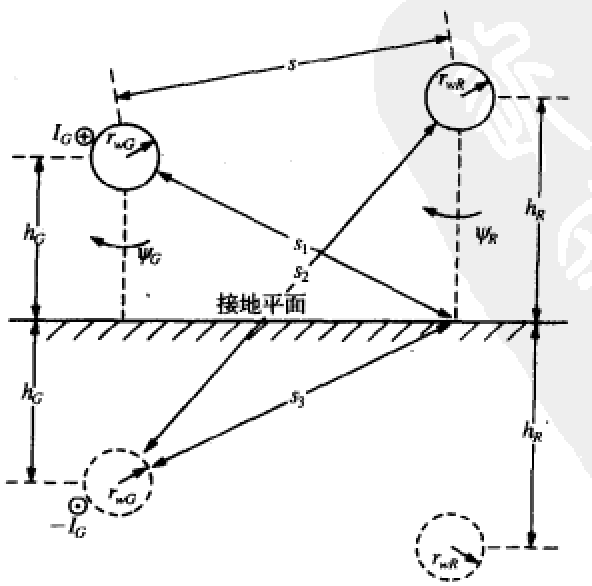


图9-9　地平面上双导体传输线每单位长度电感的计算

由于$s_1 = s_3$，代入得到

$$s_2 = \sqrt{s^2 + 4h_G h_R} \tag{9.34}$$

所以

$$l_m = \frac{\mu_0}{4\pi}\ln\left(1 + 4\frac{h_G h_R}{s^2}\right) \tag{9.35}$$

577

例9.2 作为一个计算实例，考虑20#规格的两根实芯导线（$r_w = 16\text{mil}$），距地平面高度为2cm，两线的间距为2cm，则每单位长度的电感是$l_G = l_R = 0.918\mu\text{H/m} = 23.3\text{nH/in}$和$l_m = 0.161\mu\text{H/m} = 4.09\text{nH/in}$。各独立电路的特性阻抗是$Z_C = v_0 l_G = v_0 l_R = 275.4\Omega$。利用式（9.12）从以上结果可得到每单位长度的电容，为$c_G = c_R = 10.3\text{pF/m}$和$c_m = 2.19\text{pF/m}$。利用$Z_C = \sqrt{l_G/(c_G + c_m)} = 271\,\Omega$也可以计算出在有其他电路存在时该电路的特性阻抗。因此，其他电路的存在也再次影响了电路的特性阻抗。

578

这里所考虑的最后一种结构就是在整体屏蔽层内的双导体传输线，如图9-10所示。屏蔽层的半径为r_{SH}，两线分别位于距离屏蔽层中心的d_G和d_R处，相隔角度为θ_{GR}。可以用导线的镜像代替屏蔽层。每一个镜像位于从屏蔽层中心出发的径向上，距屏蔽层中心的距离为r_{SH}^2/d_G和r_{SH}^2/d_R，见参考文献[1，4]。用类似的方法可以推出每单位长度的电感，推导过程在参考文献[4]中给出，结果是：

$$l_G = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{r_{SH}^2 - d_G^2}{r_{SH} r_{wG}}\right) \tag{9.36}$$

$$l_R = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{r_{SH}^2 - d_R^2}{r_{SH} r_{wR}}\right) \tag{9.37}$$

$$l_m = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left[\frac{d_R}{r_{SH}}\sqrt{\frac{(d_G d_R)^2 + r_{SH}^4 - 2d_G d_R r_{SH}^2\cos\theta_{GR}}{(d_G d_R)^2 + d_R^4 - 2d_G d_R^3\cos\theta_{GR}}}\right] \tag{9.38}$$

例9.3 作为一个例子，求解由28#规格扭绞导线（7×36）构成的一对屏蔽线的单位长度分布参数。同样，假设图9-10中的$\theta_{GR} = 180°$也是合理的。再假设两根导线之间的间隔正好使它们的绝缘层（这儿不考虑）相互接触。导线绝缘层的典型厚度与导线半径为同样的数量级，因此，假定$d_G = d_R = 2r_w$，其中r_w为28#规格扭绞导线（7×36）的半径，由表5-2可知，$r_w = 7.5\text{mil}$。类似地，假设屏蔽层的内半径为导线半径的4倍，$r_{SH} = 4r_w$。代入式（9.36）~式（9.38），得

579

$$l_G = l_R = 2\times10^{-7}\ln\left(\frac{16r_w^2 - 4r_w^2}{4r_w^2}\right) = 220\ \text{nH/m} = 5.58\ \text{nH/in}$$

$$l_m = 2\times10^{-7}\ln\left[\frac{2r_w}{4r_w}\sqrt{\frac{((2r_w)^2 + (4r_w)^2)^2}{((2r_w)^2 + (2r_w)^2)^2}}\right] = 44.6\ \text{nH/m} = 1.13\ \text{nH/in}$$

每单位长度电容在忽略介质绝缘层（$\varepsilon_r = 1$）后，可由式（9.12）计算得到$c_G = c_R = 42\text{pF/m} = 1.07\text{pF/in}$和$c_m = 10.7\text{pF/m} = 0.272\text{pF/in}$。单独一个电路的特性阻抗为$Z_C = v_0 l_G = 65.9\Omega$，而当有另一个电路存在时的特性阻抗为$Z_C\sqrt{l_G/(c_G + c_m)} = 64.5\,\Omega$。一个电路的特性阻抗受所存在的另一个电路的影响。

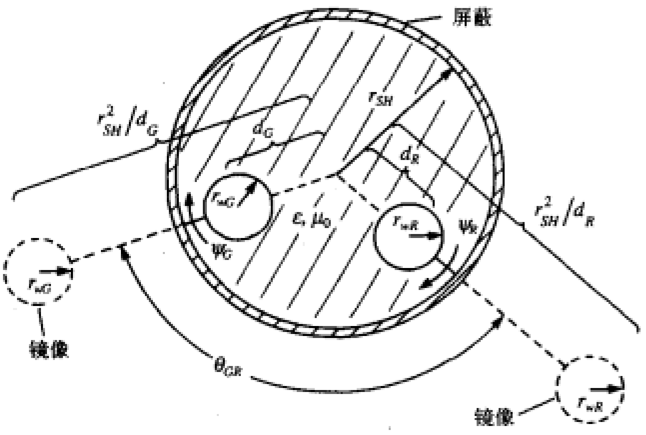


图9-10　在整体圆柱形屏蔽层内的双导体传输线每单位长度电感的计算

9.3.3　其他结构传输线的数值计算方法

对于前面章节中介绍的导线结构，能够导出它们的闭式方程，因为假设导线间有足够的间隔，以致于导线周围的电荷分布为常数。典型地，如果导线之间的间隔与导线半径之比为5：1或稍大些，那么这将是合理的近似。如典型的带状电缆，相邻导线之间的间隔为50mil，导线半径为7.5mil，可得相邻导线之间的间隔与导线半径之比为6.67：1。间隔更近的导线，其周围的电荷分布将不再是常数，但最大值出现在两导线相对的侧面上，如图9-11a所示，这种现象被称为邻近效应。图9-11b比较了分别采用精确表达式[1]和宽间隔传输线的近似表达式所得到的两导线之间的单位长度电容：

$$c_{\text{exact}} = \frac{\pi\varepsilon_0}{\ln\left[\dfrac{s}{2r_w} + \sqrt{\left(\dfrac{s}{2r_w}\right)^2 - 1}\right]} \tag{9.39a}$$

580

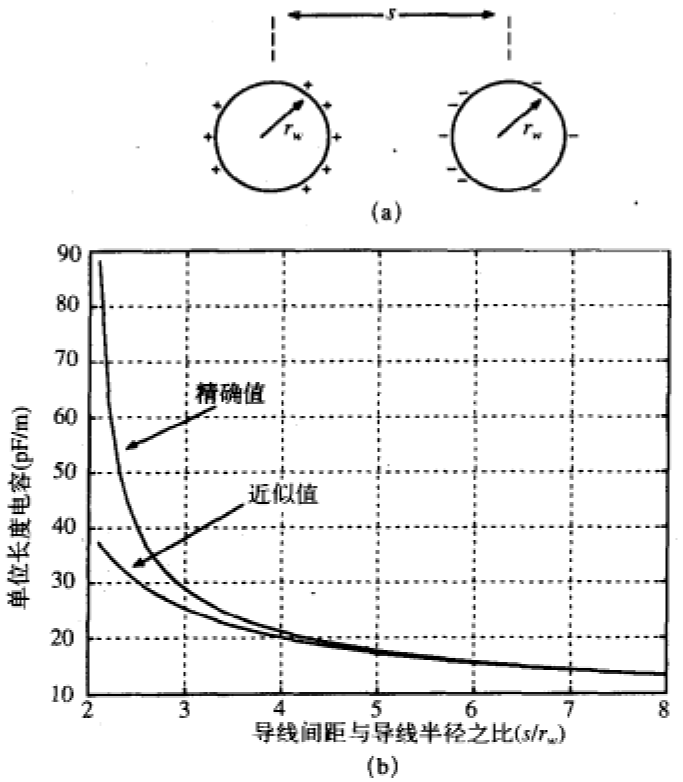
$$c_{\text{approximation}} = \frac{\pi\varepsilon_0}{\ln\left[\dfrac{s}{r_w}\right]} \qquad s \gg r_w \tag{9.39b}$$

当间隔与半径之比为5：1时，精确值为17.7pF/m，而被比较的近似值为17.3pF/m，差值小于3%。另一方面，当该比值为2.1：1时（导线几乎相互接触了），精确值为88.2pF/m，而近似值为37.4pF/m，相差236%。

尽管可以导出两裸线之间单位长度电容的精确表达式（9.39a），但对以下两种情况，得不到精确的表达式：（1）多于两根导线；（2）导线带有介质绝缘层[7]。在这些情况下，必须采用数值方法来得到单位长度的参数。用来得到单位长度参数的最重要的一种数值方法通常指的是矩量法（MoM）[1, 8]。为了举例说明这一有效方法，考虑如图9-12a所示的平行板电容。两长方形平板的面积为A，间距为d，与一电压为V的电池相连。总共QC的电荷将积聚在平板上，电容和电荷均与电压有关，即$C=Q/V$。通常，该电容值近似为：

581

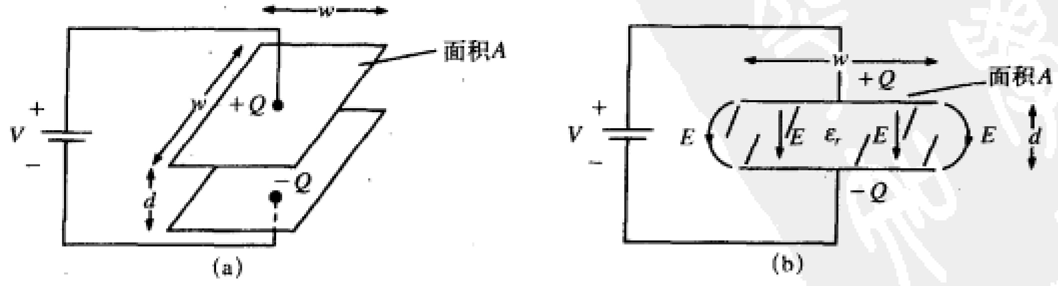
$$C = \varepsilon\frac{A}{d} \tag{9.40}$$



（a）两导线相对侧面上电荷之积的描述；（b）根据导线间隔和导线半径之比所得两导线之间单位长度电容的图示

图9-11 相近导线之间的邻近效应

这是一个近似结论，且当平行板的宽度远大于间距，也就是$w>>d$时，这是一个合理的近似。之所以这是一种近似是因为其推导过程忽略了平板边缘的电场效应，如图9-12b所示。当$w>>d$时，电场的边缘效应对电容的贡献很小。无法得到这一结构的电容的精确表达式。一种数值近似计算方法，矩量法能够用来得到很精确的电容值[1, 8]。 582



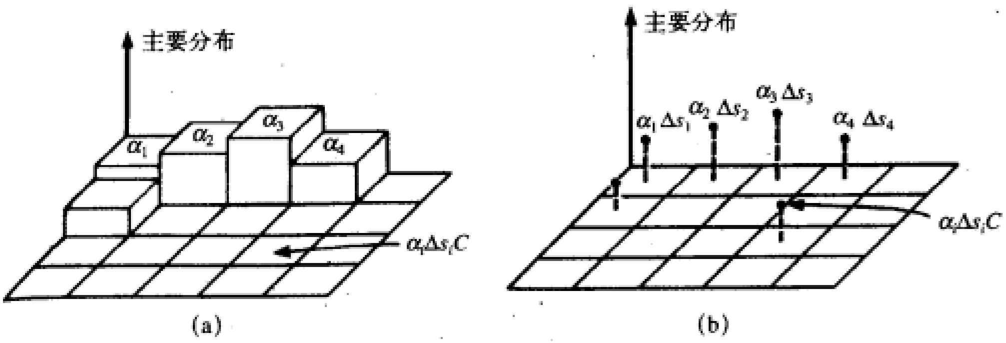
（a）平行板电容的尺度；（b）平行板边缘的电场效应

图9-12 平行板电容值的计算

原理上，矩量法是一种非常简单的技术。为了举例说明该方法，重新考虑平行板电容问题。在式（9.40）近似关系式中，假设每块板上的电荷分布均匀，即，在板上没有变化。实际上，电荷将在边缘出现最大值。为了模拟这一点，将每一平板划分成很小的矩形面积Δs_i，并且假设了未知幅度的电荷在这些小区域上的分布形式。两种常见的分布如图9-13所示。在图9-13a中，将每一小区域上的电荷分布近似为一个未知电平的常数α_iC/m²。每一个被划分成N个小区域的平板上的总电荷为：

583

$$Q \cong \sum_{i=1}^{N} \alpha_i \Delta s_i \tag{9.41}$$



（a）分段常数近似；（b）分段近似

图9-13　平行板电容器的平板上的电荷分布的近似分布

另一种近似就是将一个子区域上的所有电荷$\alpha_i\Delta s_i C$集中到该区域中心的一点，如图9-13b所示。这种方法的核心是将每一子区域上的总电压确定为来自每一子区域上的电荷的贡献之和，如图9-14a所示。因此，一个子区域上的总电压为来自所有子区域（包括正在考虑中的子区域）的电荷的贡献之和：

$$V_j = \underbrace{K_{j1}\alpha_1 + \cdots + K_{jN}\alpha_N}_{\text{顶面的贡献}} + \underbrace{K_{jN+1}\alpha_{N+1} + \cdots + K_{j2N}\alpha_{2N}}_{\text{底面的贡献}} \tag{9.42}$$

每项中的K_{ji}代表一个基本子问题，即将一个子区域的电压V_j与另一个子区域的电荷的幅值α_i相联系：

$$K_{ji} = \frac{V_j}{\alpha_i} \tag{9.43}$$

如图9-14b所示。由于对称性（两平板相同），能够指定上平板的电压（相对于无限远处）为$+V$,下平板的电压（相对于无限远处）为$-V$。这样两板之间的电压为2V，所以电容为：

$$C = \frac{Q}{2V} \tag{9.44}$$

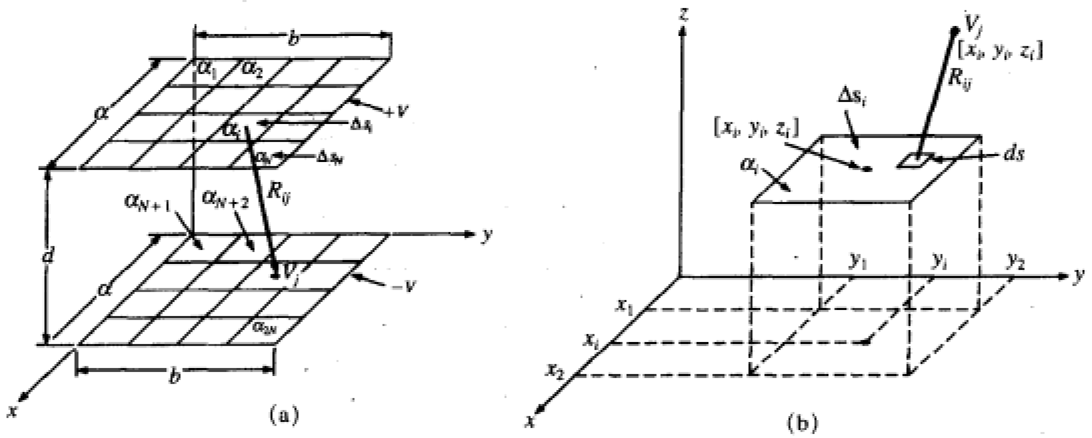
例如，对于如图9-13b所示的电荷分布的脉冲近似，K_{ji}可表示为[1, 8]：

$$K_{ji}=\frac{\Delta s_i}{4\pi\varepsilon R_{ij}} \tag{9.45a}$$

584

其中，R_{ij}为带有未知电荷的子区域$\alpha_i\Delta s_i$与估计的电压值为V_j的子区域之间的间距。对于相同项$j=i$，式（9.45a）无效。假设子区域上的分布为常数，那么上式也能表示为[1, 8]：

$$K_{ii}=\frac{\Delta w}{\pi\varepsilon_0}\ln(1+\sqrt{2})=0.8814\frac{\Delta w}{\pi\varepsilon_0} \tag{9.45b}$$



（a）由另一个子区域上的电荷导致该子小区域电位的增大；（b）要求解的基本问题

图9-14 由矩量法求解平行板电容的数值解进行说明

每一个分区域的面积为$\Delta w\times\Delta w$。将式（9.42）对所有的子区域分组，得到将求解的矩阵方程（这是所有像这样的矩量法的最终结果）：

$$\begin{bmatrix} K_{11} & K_{12} & \cdots & K_{1(2N)} \\ K_{21} & K_{22} & \cdots & K_{2(2N)} \\ \vdots & \vdots & \cdots & \\ K_{N1} & K_{N2} & \cdots & K_{N(2N)} \\ \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ K_{(2N)1} & K_{(2N)2} & \cdots & K_{(2N)(2N)} \end{bmatrix}\begin{bmatrix}\alpha_1\\ \alpha_2\\ \vdots\\ \alpha_N\\ \alpha_{N+1}\\ \vdots\\ \alpha_{2N}\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}+V\\ +V\\ \vdots\\ +V\\ -V\\ \vdots\\ -V\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}+1\\ +1\\ \vdots\\ +1\\ -1\\ \vdots\\ -1\end{bmatrix} \tag{9.46}$$

前面已经假设上平板的所有子区域的电压为+1V，下平板所有子区域的电压为−1V。一旦通过式（9.46）求得了所有的电荷分布系数α_i，那么可以通过式（9.41）求得每一平板上的总电荷，而总电容可以由式（9.44）求得。图9-15所示为对自由空间中的两平板，用矩量法所得的两板之间的电容值与忽略了电场的边缘效应而采用式（9.40）得到的近似电容值作了比较[8]。结果为板间距d和板宽w的比值形式。这举例说明了，对于板宽而言间距很近的两平板，$d/w\ll 1$，忽略了电场边缘效应由式（9.40）得到的近似结果是相当精确的。

在下面两节中将说明用MOM法来求解常用多导体传输线单位长度电容的精确值：

585～586 (1) 包含介质绝缘层的带状电缆；(2) 矩形横截面的（PCB连接盘）导体，包括介质绝缘层。

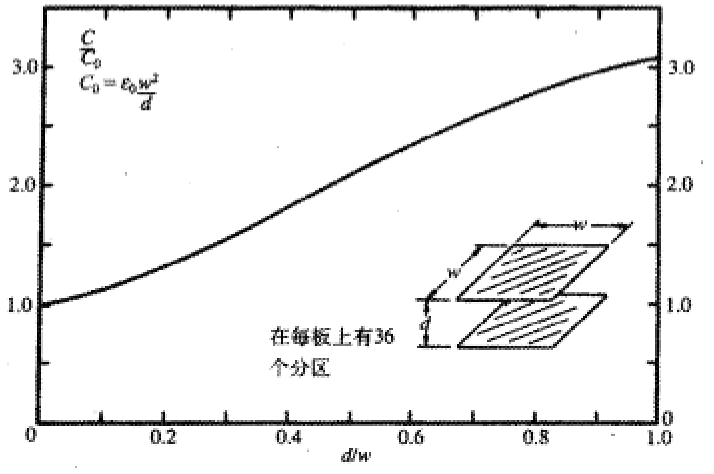


图9-15 通过矩量法得到的平行板电容器的电容曲线，该电容为板间距与板宽比值的函数[8]

1. 带有介质绝缘层的导线（带状电缆）

带状电缆由包含线性排列的绝缘导线列组成。如图9-16所示为表明尺寸的五线带状电缆其中的一根导线（图中最右边的导线）被选为传输线的参考导线。为了举例说明如何采用矩量法来求解该传输线单位长度的参数矩阵，首先要观察到将有两种电荷分布需要近似，如图9-17a所示。在空气—介质的分界面处，有一个束缚电荷分布存在于介质的表面。束缚电荷由介质中的耦极子电荷的旋转而产生，且根据外加电场来排列，如图9-17b所示[1-3]。为了说明邻近效应，将以θ角的傅里叶级数来表示介质周围的电荷分布。以第i根线为例给出束缚电荷的分布表达式：

587

$$\hat{\rho}_{ib}=\hat{\alpha}_{i0}+\sum_{k=1}^{\hat{N}_i}\hat{\alpha}_{ik}\cos(k\theta_i) \tag{9.47}$$

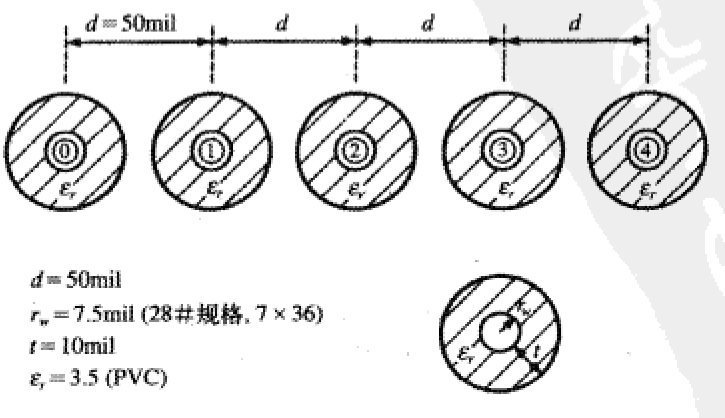
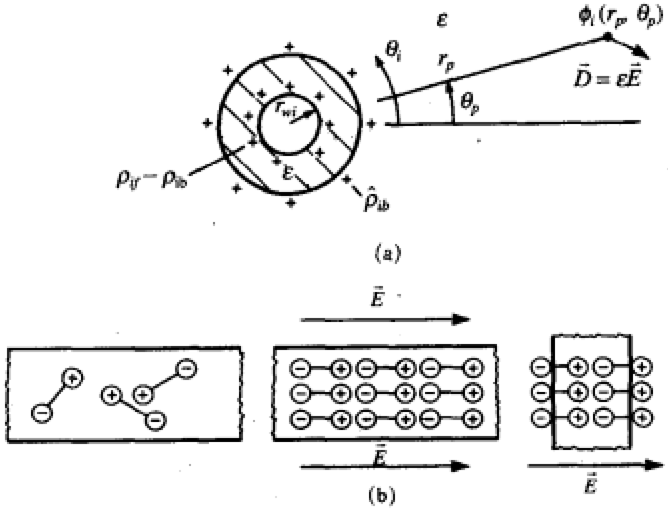


图9-16 表明了典型尺寸的五导线带状电缆



(a) 绝缘体－空气分界面和导线－绝缘体分界面上的束缚电荷及总电荷分布举例说明；(b) 外加电场后束缚电荷耦极子的排列举例说明

图9-17 具有束缚电荷的介质示意图

注意，该电荷分布以C/m²为单位，也就是沿介质周围和沿导线轴的分布。这里采用$\hat{N}_i+1$个展开系数（还是未知的）：$\hat{\alpha}_{i0}$，…，$\hat{\alpha}_{i\hat{N}_i}$。在导体表面和介质绝缘层之间的分界面处，导体表面的自由电荷和介质表面中的束缚电荷将结合在一起，由下式给出：

$$\rho_{if}-\rho_{ib}=\alpha_{i0}+\sum_{k=1}^{N_i}\alpha_{ik}\cos(k\theta_i) \tag{9.48}$$

588

导体－介质分界面周围的束缚电荷与介质表面的束缚电荷符号相反。当求解满足边界条件的展开系数时，单位长度的总电荷可以通过对式（9.47）和式（9.48）给出的电荷分布进行积分而得到。空气－介质周围总的单位长度电荷为：

$$q_{ib}=\int_{\theta=0}^{2\pi}\hat{\rho}_{ib}(r_w+t)\,\mathrm{d}\theta=2\pi(r_w+t)\hat{\alpha}_{i0} \tag{9.49}$$

导体－介质周围总的单位长度电荷为：

$$q_{if}-q_{ib}=\int_{\theta=0}^{2\pi}(\rho_{if}-\rho_{ib})r_w\,\mathrm{d}\theta=2\pi r_w\alpha_{i0} \tag{9.50}$$

因此，总的单位长度电荷取决于每个电荷展开式中的常数项。单位长度电容取决于自由电荷，因此

$$q_{if}=2\pi(r_w+t)\hat{\alpha}_{i0}+2\pi r_w\alpha_{i0} \tag{9.51}$$

所以，必须求解展开式中的常数项。

每根导线总共具有$N_i+1+\hat{N}_i+1$项与其相关的未知展开式系数。为了确定这些系数，在每根线的导体－介质的分界面处选择N_i+1个匹配点，其中，令每个点的电位（电压相对于无限远处）为导线的电位ϕ_i，并围绕每根导线的介质－自由空间分界面选择$\hat{N}_i+1$个匹配点，在这些点上，将应用边界条件（见附录B），即电通密度矢量$\vec{D}$必

须在边界处连续。因此，会产生如图9-17a所示的两个基本子问题：（1）求解第i根导线上距每个电荷分布的距离为r_p，仰角为θ_p的某点的电位$\phi_i(r_p, \theta_p)$；（2）求解第i根导线上，距每个电荷分布的距离为r_p，仰角为θ_p的某点的电通密度矢量$\vec{D}_i(r_p, \theta_p)$。对于这两个基本子问题的求解很容易[1, 3, 7]。将这些条件应用于电缆的所有导线上，可得到一组用于求解的联立方程组：

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}\begin{bmatrix} \sigma \\ \hat{\sigma} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \phi \\ 0 \end{bmatrix} \tag{9.52}$$

展开可得

$$A\sigma + B\hat{\sigma} = \theta \tag{9.53a}$$

$$C\sigma + D\hat{\sigma} = 0 \tag{9.53b}$$

在第一组方程式（9.53a）中，让所有电荷分布产生的电位都加在导线上；在第二组方程式（9.53b）中，令由所有电荷分布产生的电通密度矢量的正交分量通过介质－自由空间的边界时连续。对式（9.52）进行变换可得到用电动势表示的电荷展开系数，由此可得到单位长度的电容矩阵。详见参考文献[3]和参考文献[9]。

附录C中描述了一个FORTRAN计算机程序RIBBON.FOR，该程序实现了该方法，并可以用来计算单位长度的电容矩阵C和电感矩阵L。表9-1和表9-2给出了一个三导线带状电缆的结果，其中选择外导线为参考导体，沿每一个介质－自由空间的分界面使用10个展开系数，沿每一个导线－介质的分界面也使用10个展开系数。因此，对于该三导线电缆，式（9.52）给出的联立方程为60×60。表9-2中给出的单位长度电感可能是利用前面章节中提到的宽间隔近似法相当精确地计算出来（当然，介质绝缘层不会对电感产生影响），但表9-1所示的单位长度电容，在计算时，介质绝缘层不能忽略。

589

表9-1 不带介质绝缘层的三线带状电缆传输线的电容（外导线为参考导线）

条目	带电介质（pF/m）	不带电介质（pF/m）	有效介质常数，ε_r'
$c_G + c_m$	37.432	22.494	1.664
$-c_m$	−18.716	−11.247	1.664
$c_R + c_m$	24.982	16.581	1.507

表9-2 三线带状传输线电感的精确计算值和采用宽间隔近似法所得的近似值（以外导体为参考导体）

条目	精确值（μH/m）	宽间隔，近似值（μH/m）	误差百分数
l_G	0.74850	0.75885	1.38
l_m	0.50770	0.51805	2.04
l_R	1.0154	1.0361	2.04

590

2. 矩形横截面导体（PCB连接盘）

接下来，将矩量法应用于如图9-3所示的PCB结构。将针对图9-3c所示的PCB结构，举例说明矩量法的应用，该结构由三根位于PCB衬底表面的横截面为矩形的导线（连接盘）构成，如图9-18a所示。选择其中一根连接盘作为参考导线。首先，考虑如图9-18b

所示的移去电路板后的连接盘的计算方法。还是由于邻近效应，每根连接盘周围的电荷分布不是常数，而是趋于向每根连接盘的边缘集中，如图9-19所示。其基本思想是通过将每一根连接盘划分成小段，设每小段的电荷分布为一未知大小的常数α_{ij}C/m^2（脉冲展开近似），来近似每根连接盘周围电荷的变化，如图9-19和图9-20a所示。如果每根连接盘被分成N_i段，则连接盘上总的单位长度电荷将通过对各展开系数乘以该小连接盘的宽度w_{ik}后求和而得到：

$$q_i = \sum_{k=1}^{N_i} \alpha_{ik}\ w_{ik} \tag{9.54}$$

591

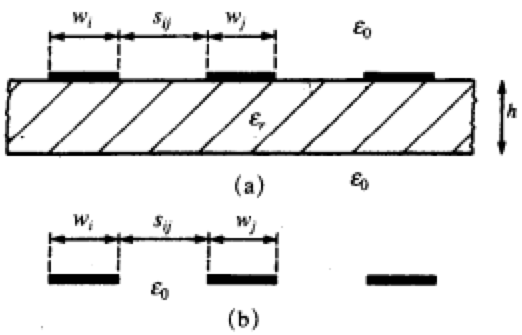


图9-18 用印制电路板（PCB）举例说明单位长度电容的求解

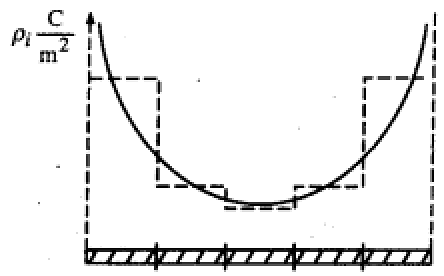


图9-19 电荷分布在连接盘边缘出现峰值的说明

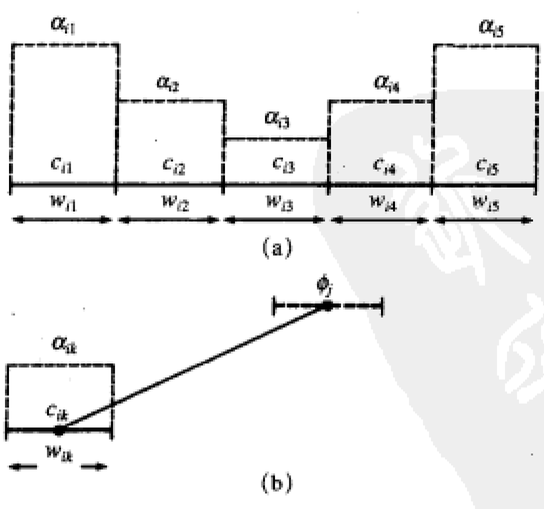


图9-20 扁平连接盘上电荷分布的脉冲展开举例说明

为了生成一组近似方程以求解连接盘各小段未知的展开系数，必须利用边界条件：由所有电荷分布在每一段连接盘上产生的电位（相对于无穷远处的电压）等于所考虑的连接盘的电位。因此，必须要求解如图9-20b所示的基本子问题。该基本子问题具有一个相当简单的解，如图9-21所示，为[3]：

592

$$\phi(w,x_p,y_p) = -\frac{\rho}{2\pi\varepsilon}\int_{x=-w/2}^{w/2}\ln\left[\sqrt{(x_p-x)^2+(y_p)^2}\right]dx$$
$$= -\frac{\rho}{4\pi\varepsilon}\left\{\left(x_p+\frac{w}{2}\right)\ln\left[\left(x_p+\frac{w}{2}\right)^2+y_p^2\right] - \left(x_p-\frac{w}{2}\right)\ln\left[\left(x_p-\frac{w}{2}\right)^2+y_p^2\right] - 2w + 2y_p\left[\tan^{-1}\left(\frac{x_p+\frac{w}{2}}{y_p}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{x_p-\frac{w}{2}}{y_p}\right)\right]\right\} \tag{9.55}$$

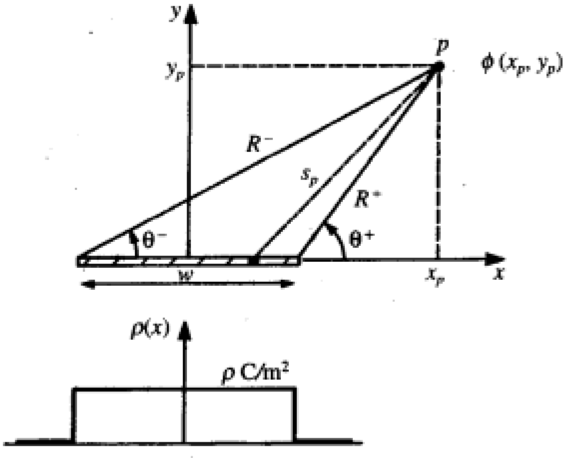


图9-21 扁平连接盘上均匀的电荷分布所产生的电位的计算

此外，为了生成和小段连接盘上未知电荷分布数目相等的方程，匹配在每小段连接盘中心由所有电荷分布产生的电位，得

593

$$\begin{bmatrix}\boldsymbol{\Phi}_0\\ \vdots\\ \boldsymbol{\Phi}_i\\ \vdots\\ \boldsymbol{\Phi}_n\end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D_{00} & \cdots & D_{0j} & \cdots & D_{0n}\\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots\\ D_{i0} & \cdots & D_{ij} & \cdots & D_{in}\\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots\\ D_{n0} & \cdots & D_{nj} & \cdots & D_{nn}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}A_0\\ \vdots\\ A_j\\ \vdots\\ A_n\end{bmatrix} \tag{9.56a}$$

同时，前面已经给出了全部n根连接盘的一般性结论。第i根连接盘上的匹配点的电压矢量由下式表示：

$$\boldsymbol{\Phi}_i = \begin{bmatrix}\phi_i\\ \vdots\\ \phi_i\\ \vdots\\ \phi_i\end{bmatrix} \tag{9.56b}$$

其展开系数矢量可表示为：

$$A_i = \begin{bmatrix} \alpha_{i1} \\ \vdots \\ \alpha_{ik} \\ \vdots \\ \alpha_{iN_i} \end{bmatrix} \tag{9.56c}$$

每根连接盘划分为N_i小段。只要变换式（9.56a），就能求解未知的展开式系数，从而也就能如式（9.54）那样求解每根连接盘上总的单位长度电荷。

为了将PCB的绝缘衬底包含在这些计算中，用与带状电缆相同的方式来表示介质表面的束缚电荷。但是，这是不太合适的，因为在这种情况下每个表面都趋于无限大。因此，通过利用如图9-22所示的介质表面的镜像来求解包含介质的基本子问题。详见参考文献[3]。但是，一旦解决了本问题，那么上面描述的步骤仍是相同的。附录C中描述了一个对如图9-3c所示的PCB结构实现该方法的FORTRAN程序PCB.FOR。图9-3a所示的耦合连接盘也具有一个类似的FORTRAN程序，STRPLINE.FOR，其描述见附录C。而适用于如图9-3b所示的耦合微带线的FORTRAN程序是在程序MSTRP.FOR中执行的，MSTRP.FOR也在附录C中描述。因此，可以用这些程序来得到单位长度电容矩阵C的精确的数值结果。此外，当把PCB的衬底移去并用自由空间替代时，也可以用这些程序得到单位长度电容矩阵C_0，从而可得单位长度的电感矩阵为$L=\mu_0\varepsilon_0 C_0^{-1}$。这些程序，如同带状电缆的程序一样，都是为了处理多于三根导线的传输线，尽管编译程序XXXX.EXE是针对三导线传输线的。如果希望将程序用于多于三根导线的传输线，则必须改变XXXX.FOR程序的维数（使用指南包含在那些程序中），并重新编译。 [594]

考虑三导线的PCB结构，其最左边的连接盘被定为参考导线，如图9-23所示，典型的PCB板的尺寸为$w=15\text{mil}$，$s=15\text{mil}$，$h=47\text{mil}$，$\varepsilon_r=4.7$（玻璃环氧树脂）。利用程序PCB.FOR将每根连接盘分成30小段从而计算得到单位长度的电感和电容矩阵，为：

$$L=\begin{bmatrix} 1.105 & 0.691 \\ 0.691 & 1.381 \end{bmatrix}$$

和

$$C=\begin{bmatrix} 40.6 & -20.3 \\ -20.3 & 29.7 \end{bmatrix}$$

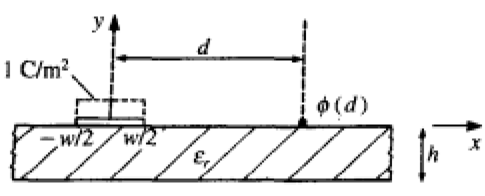


图9-22 计算连接盘上的电荷分布对某点电位的贡献

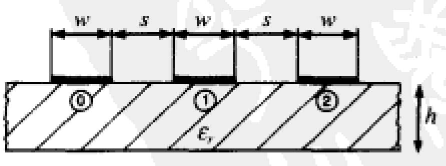


图9-23 由等间距的相同导线构成的PCB的数值计算结果

9.4 感性－容性耦合近似模型

求解式（9.3）中的耦合MTL方程通常都比较困难，典型的求解方法是用一个转移

矩阵将它们去耦[3, 10]，将在第9.6节中研究生成一个SPICE程序时，对该方法进行更详细的分析。对于均匀媒质中的三导体、无耗传输线，能够得到其文字形式（用符号代替数字）的精确解。其解见参考文献[3, 11]。但是，该方法不能用于求解如图9-3所示的PCB传输线，因为其位于非均匀媒质中。PCB结构在非均匀媒质中的传输线的MIL方程的解很少能用文字的形式给出，但是，如果假定传输线之间是弱耦合的[12]，那么有可能得到其文字形式的解。弱耦合介绍如下：发生器电路的电流和电压通过互感l_m和互电容c_m在接收器电路中感应出电压和电流，依次地作为二次效应，这些在接收器电路中的感应电压和电流会感应电压和电流流回发生器电路。由于假定是弱耦合，意味着可以将由接收器电路中的感应电压和电流在发生器电路中感应的电压和电流忽略，也就是说，从一个电路到另一个电路的感应电流和感应电压是单向的（从发生器电路到接收器电路）。从式（9.2）的MTL方程出发，弱耦合的条件意味着发生器电路的方程是近似的，忽略了互感项，为：

595

$$\frac{\partial V_G(z,t)}{\partial z}+l_G\frac{\partial I_G(z,t)}{\partial t}=0 \tag{9.57a}$$

$$\frac{\partial I_G(z,t)}{\partial z}+(c_G+c_m)\frac{\partial V_G(z,t)}{\partial t}=0 \tag{9.57b}$$

同时，接收器电路的方程不变：

$$\frac{\partial V_R(z,t)}{\partial z}+l_R\frac{\partial I_R(z,t)}{\partial t}=-l_m\frac{\partial I_G(z,t)}{\partial t} \tag{9.58a}$$

$$\frac{\partial I_R(z,t)}{\partial z}+(c_R+c_m)\frac{\partial V_R(z,t)}{\partial t}=c_m\frac{\partial V_G(z,t)}{\partial t} \tag{9.58b}$$

通过将自感应项移到左边，重新改写方程式，这是为了用第4章中讨论的隔离的双导体传输线的形式来表达。观察式（9.57）中的发生器电路（由源驱动的电路）的电流和电压方程，我们已经省略了互耦合项$l_m\frac{\partial I_R(z,t)}{\partial t}$和$c_m\frac{\partial V_R(z,t)}{\partial t}$，这两项导致接收器电路中的电压和电流在发生器电路中所引起的反向感应电压和电流，（见方程（9.2a）和方程（9.2c））。因此，采用第4章中的方法我们能得到发生器电路中的电压和电流$V_G(z,t)$和$I_G(z,t)$，即使它们是隔离的双导线传输线。

一旦得到了这种（隔离的）发生器电路的电压和电流，我们便将由互电感和互电容导致的感应源放到接收器电路中[12]。由接收器电路中感应的源由方程（9.58）的右边各项表示。

$$-l_m\frac{\partial I_G(z,t)}{\partial t} \tag{9.59a}$$

$$c_m\frac{\partial V_G(z,t)}{\partial t} \tag{9.59b}$$

这些在接收器电路中感应的源在图9-24中形象地表示了出来。式（9.59a）中的源本质上是一个法拉第电磁感应源，从式（9.15），可得穿过接收器电路的单位长度的磁通：

596

$$\psi_R=l_RI_R+l_mI_G \tag{9.60}$$

法拉第定律（见附录B）指出：接收器电路中的单位长度电压是由穿过由接收器电路的导线所形成的回路的磁通量的时间变化率感应产生的。因此，在接收器电路中能感

应出两个单位长度的源：

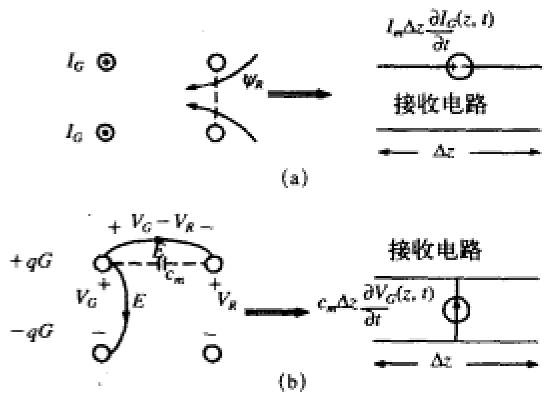
$$V_{S1} = l_R \frac{\partial I_R}{\partial t} \tag{9.61a}$$

和

$$V_{S2} = l_m \frac{\partial I_G}{\partial t} \tag{9.61b}$$

其中，源V_{S1}由接收器电路的自感产生，V_{S2}由两电路和发生器电路的电流之间的互感产生。作为一阶模型，将忽略V_{S1}的影响。因此，可以用一个源V_{S2}来表示接收器电路，如图9-24a所示。由于该源由磁场耦合产生，所以被称为感性耦合。Δz的全部源为单位长度的源乘以Δz。

597



（a）磁场或感性耦合；（b）电场或容性耦合

图9-24 串扰的两个分量的解释

简单来说，两个电路中的电荷量通过（9.21）式中的单位长度电容矩阵与两个电路的电压有关。由此可以写出在接收器电路上感应的单位长度电荷：

$$q_R = (c_R + c_m)V_R - c_m V_G = c_R V_R - c_m(V_G - V_R) \tag{9.62}$$

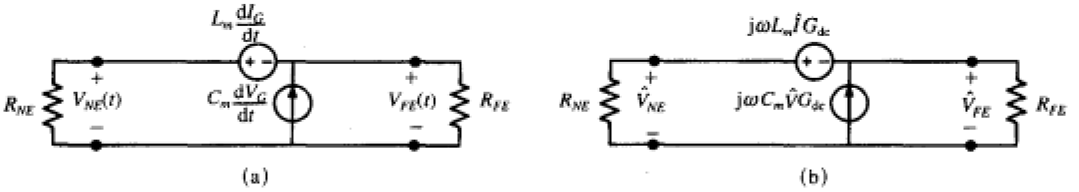
电流为电荷的时间变化率，因此在接收器电路两导线之间将感应出单位长度的电流源：

$$I_{S1} = (c_R + c_m)\frac{\partial V_R}{\partial t} \tag{9.63a}$$

$$I_{S2} = -c_m \frac{\partial V_G}{\partial t} \tag{9.63b}$$

式（9.63a）中给出的第一个电流源I_{S1}，由接收器电路的自电容感应。I_{S2}由两电路之间的互电容产生。再次，作为一阶模型，将忽略I_{S1}的影响。因此，可以用一个源I_{S2}来表示接收器电路，如图9-24b所示。由于该源是由电场耦合产生的，所以被称为容性耦合，因此，将通过合并式（9.61b）和式（9.63b）中的两个源来表示接收器电路，并且将其集中到一起分别用总的互电感$L_m = l_m \mathscr{L}$和总互电容$C_m = c_m \mathscr{L}$来表示整根传输线。其中，$\mathscr{L}$为总的传输线长度，如图9-25a所示。尽管这是一种分布参数效应，但是在假设传输线在发生器电路激励源频率上是电短传输线的情况下，其可以作为集总参数电路来表示。

598



(a) 时域模型；(b) 频域模型

图9-25　简化的感性－容性耦合串扰模型

这指的就是感性－容性耦合模型。串扰由两种不同的耦合机制产生：两电路之间的互电感产生磁场耦合，两电路之间的互电容产生电场耦合。在该模型中有两个关键假设：(1) 假设发生器和接收器电路之间为弱耦合，也就是，耦合是从发生器到接收器电路的单向耦合；(2) 假设传输线在发生器电路激励源 V_s 的频率上是电短传输线，即 $\mathscr{L} \ll \lambda = v/f$。

9.4.1　频域感性－容性耦合模型

首先感兴趣的是发生器电路的激励源 $V_s(t)$，如图9-1所示，它是一个单频正弦函数；也就是，首先要确定其频域响应。为了实现这一点，用jω代替时间的导数，从而形成相位复矢量电路，其中，$\omega=2\pi f$，f为激励源的频率（见附录A），最终得到如图9-25所示的感受器电路的等效电路。该电路表明，尽管激励源是直流源，但其接收器电路中的电压和电流实际上是相同的：

$$\hat{I}_{G_{dc}} \cong \frac{1}{R_S+R_L}\hat{V}_S \tag{9.64a}$$

$$\hat{V}_{G_{dc}} \cong \frac{R_L}{R_S+R_L}\hat{V}_S \tag{9.64b}$$

这是因为假设传输线在激励源的频率上是电短的，也就是 $\mathscr{L} \ll \lambda$，其中 $\lambda=v/f$，为相对于正弦激励源频率 f 的波长，因此，电压和电流的大小沿发生器传输线不会有什么改变，因此，在实质上，它们和由直流源产生的电压和电流几乎相等。对于该等效电路，可以通过叠加求解近端和远端的相量串扰电压，如：

$$\hat{V}_{NE} = \underbrace{\frac{R_{NE}}{R_{NE}+R_{FE}} j\omega L_m \hat{I}_{G_{dc}}}_{\text{感性耦合}} + \underbrace{\frac{R_{NE}R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}} j\omega C_m \hat{V}_{G_{dc}}}_{\text{容性耦合}} \tag{9.65a}$$

599

$$\hat{V}_{FE} = \underbrace{-\frac{R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}} j\omega L_m \hat{I}_{G_{dc}}}_{\text{感性耦合}} + \underbrace{\frac{R_{NE}R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}} j\omega C_m \hat{V}_{G_{dc}}}_{\text{容性耦合}} \tag{9.65b}$$

$L_m = l_m\mathscr{L}$ 和 $C_m = c_m\mathscr{L}$ 分别为传输线的总互电感和总互电容。代入式（9.64）可得最终结果：

$$\hat{V}_{NE} = \underbrace{\frac{R_{NE}}{R_{NE}+R_{FE}} j\omega L_m \frac{1}{R_S+R_L}\hat{V}_S}_{\text{感性耦合}} + \underbrace{\frac{R_{NE}R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}} j\omega C_m \frac{R_L}{R_S+R_L}\hat{V}_S}_{\text{容性耦合}} \tag{9.66a}$$

$$\hat{V}_{FE} = \underbrace{-\frac{R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}} j\omega L_m \frac{1}{R_S+R_L}\hat{V}_S}_{\text{感性耦合}} + \underbrace{\frac{R_{NE}R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}} j\omega C_m \frac{R_L}{R_S+R_L}\hat{V}_S}_{\text{容性耦合}} \tag{9.66b}$$

串扰可以看成是输入电压$\hat{V}_S$和输出电压$\hat{V}_{NE}$和$\hat{V}_{FE}$之间的转移函数。这些转移函数可通过分解$\hat{V}_S$和$j\omega$的因子而得到：

$$\frac{\hat{V}_{NE}}{\hat{V}_S} = j\omega\left(\frac{R_{NE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{L_m}{R_S+R_L} + \frac{R_{NE}R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{R_L C_m}{R_S+R_L}\right) \tag{9.67a}$$

$$\frac{\hat{V}_{FE}}{\hat{V}_S} = j\omega\left(-\frac{R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{L_m}{R_S+R_L} + \frac{R_{NE}R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{R_L C_m}{R_S+R_L}\right) \tag{9.67b}$$

也可写为：

$$\frac{\hat{V}_{NE}}{\hat{V}_S} = j\omega(M_{NE}^{\text{IND}} + M_{NE}^{\text{CAP}}) \tag{9.68a}$$

$$\frac{\hat{V}_{FE}}{\hat{V}_S} = j\omega(M_{FE}^{\text{IND}} + M_{FE}^{\text{CAP}}) \tag{9.68b}$$

其中

$$M_{NE}^{\text{IND}} = \frac{R_{NE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{L_m}{R_S+R_L} \tag{9.69a}$$

$$M_{NE}^{\text{CAP}} = \frac{R_{NE}R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{R_L C_m}{R_S+R_L} \tag{9.69b}$$

$$M_{FE}^{\text{IND}} = -\frac{R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{L_m}{R_S+R_L} \tag{9.69c}$$

$$M_{FE}^{\text{CAP}} = M_{NE}^{\text{CAP}} = \frac{R_{NE}R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{R_L C_m}{R_S+R_L} \tag{9.69d}$$

600

式（9.68a）近端串扰电压中的感性耦合较容性耦合起主导作用，即当$L_m/C_m>R_{FE}R_L$时，$M_{FE}^{\text{IND}} > M_{NE}^{\text{CAP}}$。类似地，式（9.68b）远端串扰电压中的感性耦合较之容性耦合也起主导作用，即当$L_m/C_m>R_{NE}R_L$时，$M_{FE}^{\text{IND}} > M_{NE}^{\text{CAP}}$。这表明，对于均匀媒质，这些公式可转化为[3, 11]

$$\frac{R_{FE}R_L}{(L_m/C_m)} = \frac{R_{FE}R_L}{Z_{CG}Z_{CR}} < 1 \tag{9.70a}$$

和

$$\frac{R_{NE}R_L}{(L_m/C_m)} = \frac{R_{NE}R_L}{Z_{CG}Z_{CR}} < 1 \tag{9.70b}$$

其中，在存在其他电路的情况下，每个电路的特性阻抗定义为[3, 11]：

$$Z_{CG} = \sqrt{\frac{l_G}{c_G + c_m}} \tag{9.71a}$$

和

$$Z_{CR} = \sqrt{\frac{l_R}{c_R + c_m}} \tag{9.71b}$$

如果式（9.70）中为不等号，那么容性耦合起主导作用。因此，对于低阻抗（相对

于电路的特性阻抗）终端，感性耦合较容性耦合起主导作用。同样可以说对于高阻抗终端（相对于电路的特性阻抗），容性耦合较感性耦合起主导作用。这是有道理的，因为"低阻抗电路"中，电流会带来较大的影响，而感性耦合正是由电流引起的。类似地，在"高阻抗电路"中，电压的影响较大，而容性耦合正是由电压引起的。

可以观察到感性耦合和容性耦合的大小是激励频率的直接函数。因此，随着频率的增加它们将线性增大，所以它们的频率响应会以+20dB/10倍频的速率增加，如图9-26所示。总的串扰传输函数也会以20dB/10倍频的速率增加。依赖于负载阻抗，这个频率响应总体上可能决定于一个因素或者另一个因素，如图9-27所示的例子。这些结论将能够解释屏蔽线或双绞线在抑制串扰时的有效性（或无效性），这部分内容将在第9.7节和第9.8节中考虑。

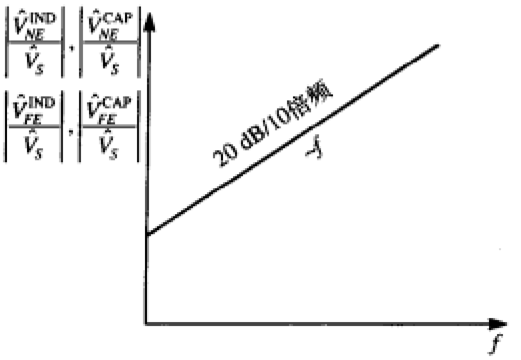
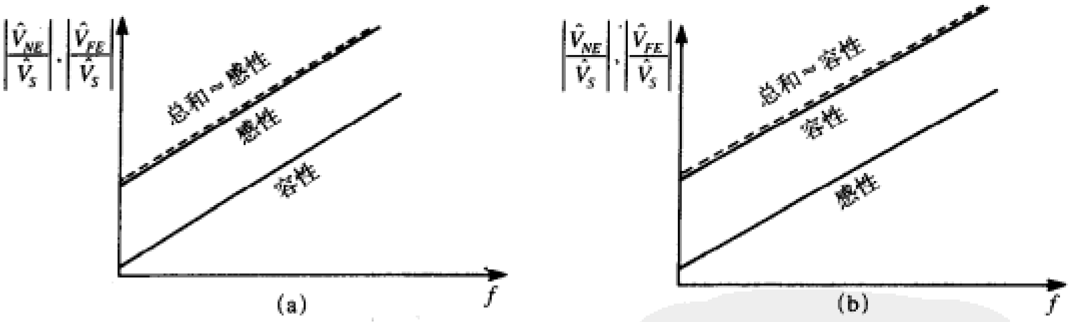


图9-26　串扰转换功能的频率响应



（a）低阻抗负载；（b）高阻抗负载

601

图9-27　负载阻抗对感性耦合或容性耦合占主导地位的影响

1. 包含损耗：共阻抗耦合

前面假设传输线为无耗传输线——完全纯导体和无损耗介质。无损耗介质的假设通常在GHz以下的频率范围内是合理的。但是，非理想导体在较低的频率会产生显著的串扰，这指的是共阻抗耦合，在下面很容易见到。

考虑如图9-28a所示的电路。对于典型的负载和较低频率，参考导体的阻抗总是比负载阻抗要小得多，以至于发射导体的大部分电流都通过参考导体返回。这就会在参考导体上产生一个电压降V_0。对于电短传输线，可以将参考导体的每单位长度阻抗集中为一个单独的电阻$R_0=r_0\mathscr{L}$。参考导体上的电压降为：

602～603

$$\hat{V}_0 = R_0\hat{I}_G = \frac{R_0}{R_S+R_L}\hat{V}_S \tag{9.72}$$

这个电压直接出现在接收电路中，它会在低频时对串扰传输函数产生影响：

$$\frac{\hat{V}_{NE}^{CI}}{\hat{V}_S} = M_{NE}^{CI} \tag{9.73a}$$

$$\frac{\hat{V}_{FE}^{CI}}{\hat{V}_S} = M_{FE}^{CI} \tag{9.73b}$$

式中，

$$M_{NE}^{CI} = \frac{R_{NE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{R_0}{R_S+R_L} \tag{9.74a}$$

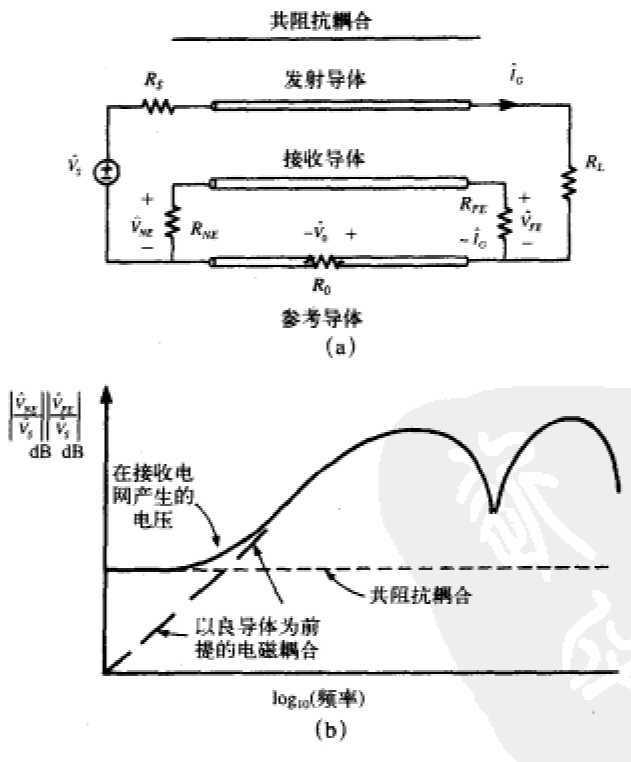
$$M_{FE}^{CI} = -\frac{R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{R_0}{R_S+R_L} \tag{9.74b}$$

这会在低频时产生一个本质上与频率无关的“底线”，如图9-28b所示。

总耦合近似为感性耦合、容性耦合和共阻抗耦合之和：

$$\frac{\hat{V}_{NE}}{\hat{V}_S} = \mathrm{j}\omega(M_{NE}^{\mathrm{IND}} + M_{NE}^{\mathrm{CAP}}) + M_{NE}^{CI} \tag{9.75a}$$

$$\frac{\hat{V}_{FE}}{\hat{V}_S} = \mathrm{j}\omega(M_{FE}^{\mathrm{IND}} + M_{FE}^{\mathrm{CAP}}) + M_{FE}^{CI} \tag{9.75b}$$



(a) 模型；(b) 串扰传输函数的频率响应（表示了低频时的共阻抗耦合）

图9-28 由于非零阻抗参考导体所引起的共阻抗耦合的说明

2. 实验结果

作为一个例子，考虑如图9-29所示的三导线带状电缆。该电缆由三根28#规格（7×36）的导线构成，其总长度为$\mathscr{L}$＝4.737m（15.54ft）；中心导线为参考导体，导线半径为7.5mil，绝缘层为PVC材料（ε_r＝3.5）。假设是自由空间的传播速度，则导线长度为

63.3MHz时的一个波长。因此，希望传输线在大约6MHz以下的频率为电短传输线。设终端阻抗相等，$R_L=R_{NE}=R_{FE}=R$，而$R_S=0$。对于R，研究50Ω和1kΩ两种情况。前面例9.1中利用宽间隔传输线近似和忽略介质绝缘层的条件下计算了每单位长度的分布参数为$l_G=l_R=0.76\mu H/m$，$l_m=0.24\mu H/m$，$c_G=c_R=11.1pF/m$和$c_m=5.17pF/m$。也可利用矩量数值计算（MoM）程序RIBBON.FOR（在附录C中给出）计算得到$l_G=l_R=0.749\mu H/m$，$l_m=0.24\mu H/m$，$c_G=c_R=18pF/m$，$c_m=6.27pF/m$。我们将使用由数值法得到的更精确的参数。存在其他电路时每个电路上的特性阻抗为$Z_{CG}=Z_{CR}=173\Omega$。因此，人们希望负载$R=50\Omega$时感性耦合起主导作用，$R=1k\Omega$时容性耦合起主导作用。通过计算36#规格导线的阻抗并除以7（电缆中所并联的导线的数量）即可得到参考导线单位长度的电阻为$r_0=0.194\Omega/m$，所以参考导线的总电阻为$R_0=0.921\Omega$。 604

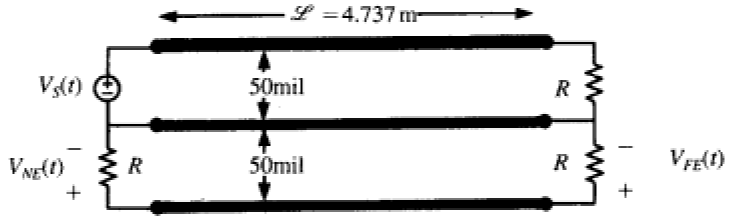


图9-29　用以举例说明带状传输线的串扰实验

注意，在本章中将给出大量实验数据以验证所得到的预测模型的有效性。在串扰的频率响应中，每倍频上将在1、1.5、2、2.5、3、4、5、6、7、8、9的频点上测量数据，因此，读者可以从这些曲线中确定精确的数据点。

对于$R=50\Omega$，可以计算出近端串扰传输函数的值：

$$M_{NE}^{IND}=\frac{R_{NE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{L_m}{R_S+R_L}=1.14\times10^{-8}$$

$$M_{NE}^{CAP}=\frac{R_{NE}R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{R_LC_m}{R_S+R_L}=7.43\times10^{-10}$$

605

$$M_{NE}^{CI}=\frac{R_{NE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{R_0}{R_S+R_L}=9.21\times10^{-3}$$

与预期的一样，感性耦合与容性耦合相比占主导地位。总耦合为：

$$\begin{aligned}\frac{\hat{V}_{NE}}{\hat{V}_S}&=j\omega(M_{NE}^{IND}+M_{NE}^{CAP})+M_{NE}^{CI}\\&=j2\pi f(1.14\times10^{-8}+7.43\times10^{-10})+9.21\times10^{-3}\\&=j7.61\times10^{-8}f+9.21\times10^{-3}\end{aligned}$$

可以测量出近端串扰传输函数，结果如图9-30a所示。对该传输线模型（包含损耗）的准确预测在图中也有显示。在直到10MHz的频率范围内，预测值和实测值相差均在3dB以内，其中$\mathscr{L}\cong\lambda_0/6$。可以看到较低频率时共阻抗耦合值为$20\log_{10}(9.21\times10^{-3})=-40.7dB$。1MHz时感性耦合和容性耦合之和经计算为$20\log_{10}(7.61\times10^{-8}\times10^6)=-22.4dB$，这与大约为－23dB的实测值相当接近。也需要注意100kHz和1MHz之间+20dB/10倍频的区域，以及10MHz以上的谐振，此时传输线为电长传输线。

对于$R=1\text{k}\Omega$，计算出近端的串扰为：

$$M_{NE}^{IND}=\frac{R_{NE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{L_m}{R_S+R_L}=5.7\times10^{-10}$$

$$M_{NE}^{CAP}=\frac{R_{NE}R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{R_L C_m}{R_S+R_L}=1.49\times10^{-8}$$

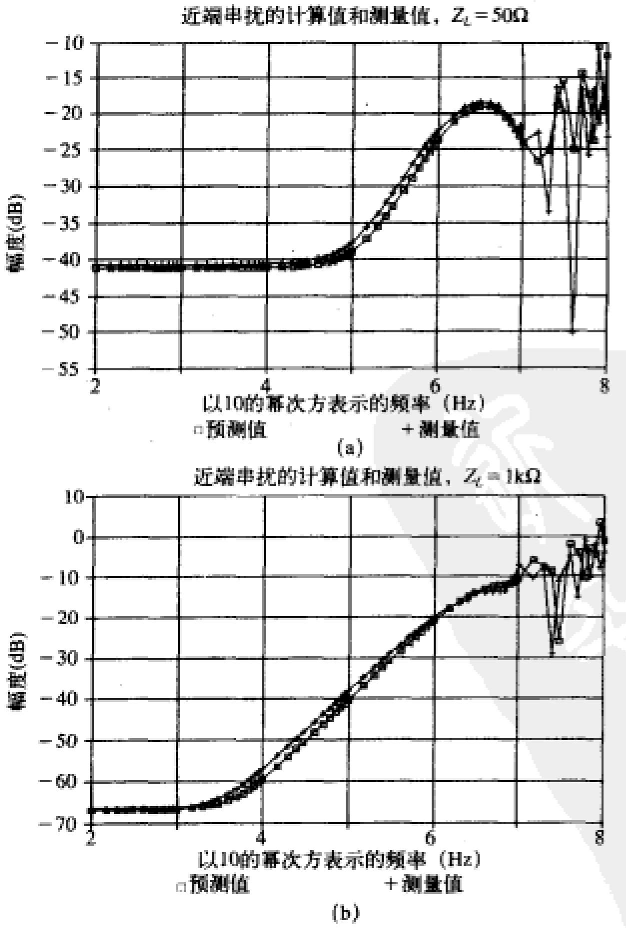
$$M_{NE}^{CI}=\frac{R_{NE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{R_0}{R_S+R_L}=4.61\times10^{-4}$$

与预期的一样，容性耦合与感性耦合相比占主导地位。总耦合为：

$$\begin{aligned}\frac{\hat{V}_{NE}}{\hat{V}_S}&=\text{j}\omega(M_{NE}^{IND}+M_{NE}^{CAP})+M_{NE}^{CI}\\&=\text{j}2\pi f(5.7\times10^{-10}+1.49\times10^{-8})+4.61\times10^{-4}\\&=\text{j}9.69\times10^{-8}f+4.61\times10^{-4}\end{aligned}$$

606

可以测量出近端串扰传输函数，结果如图9-30b所示。对该传输线模型（包含损耗）的



（a）$R=50\Omega$时传输线模型的预测值与测量值；（b）$R=1\text{k}\Omega$时传输线模型的预测值与测量值

图9-30 图9-29中带状传输线近端串扰的频率响应

准确预测在图中也有显示。在直到10MHz的频率范围内预测值和实测值相差均在3dB以内。可以再次看到较低频率时共阻抗耦合值为20 $\log_{10}$（4.61×10^{-4}）$=-66.7$dB。1MHz时感性耦合和容性耦合之和经计算为20 $\log_{10}$（$9.69\times10^{-8}\times10^{-6}$）$=-20.3$dB，这与大约为$-20$dB的实测值相当接近。需要再次注意10kHz和1MHz之间+20dB/10倍频的区域，以及10MHz以上的谐振，此时传输线为电长传输线。参考文献[3，13]中给出了由三个以上导线构成的带状电缆的传输线模型。

复习题9.2　在图9-30a中对于负载为50Ω的情况，假设不再以中间的导线为参考导体，而选择两根外导线中的一根作为参考导体，另一根外导线为接收导线，中间的导线为发射导线。单位长度参数在表9-1和表9-2中给出，重新计算1MHz时的近端串扰比。

答案：-15.65dB，所以这种参考导体的选择法增加了串扰，原来的串扰为-22.4dB。

复习题9.3　对于1kΩ的负载重做复习题9.2。

答案：-10.87dB，所以这种参考导体的选择法增加了串扰，原来的串扰为-20.3dB。

作为频域串扰预测的另一个例子，考虑如图9-31所示的耦合微带线。两条1oz的覆铜线被腐蚀在玻璃环氧PCB（$\varepsilon_r=4.7$）的一面上，两线的宽度为100mil，相距（边沿到边沿）100mil。板的厚度为62mil，板的另一面放置接地平面。微带线的总长度为20cm，每单位长度的分布参数使用9.3.3节中描述的数值方法进行计算。在有介质基板时每单位长度的电容矩阵$\mathbf{C}$和将介质移走而填充空气时的电容矩阵$\mathbf{C}_0$都可以算出来，然后也可以得到每单位长度的电感矩阵$\mathbf{L}=\mu_0\varepsilon_0\mathbf{C}_0^{-1}$。求得的有效介电常数为$\varepsilon_r'\cong3.5$。因此，微带线在86MHz时近似为λ/10。再次设终端阻抗相等，$R_L=R_{NE}=R_{FE}=R$，而$R_S=0$。研究R等于50Ω和1kΩ两个值的情况。预测多导体传输线模型$R=50\Omega$时如图9-32a所示，$R=1\text{k}\Omega$时如图9-32b所示[3]。$R=50\Omega$时直到250MHz频率范围内预测的精确度在1dB之内，$R=1\text{k}\Omega$时直到100MHz频率范围内预测的精确度在3dB以内。在BNC电缆终端连接器中插入一个1kΩ的电阻来构成1kΩ负载，这样该负载容易移动。一个10pF的电容与这个1kΩ电阻相并联，比50Ω负载时会更降低高频性能，50Ω负载的构成也一样。这解释了与50Ω负载相比，在某一频率预测的恶化看上去要小得多的原因。利用串扰以

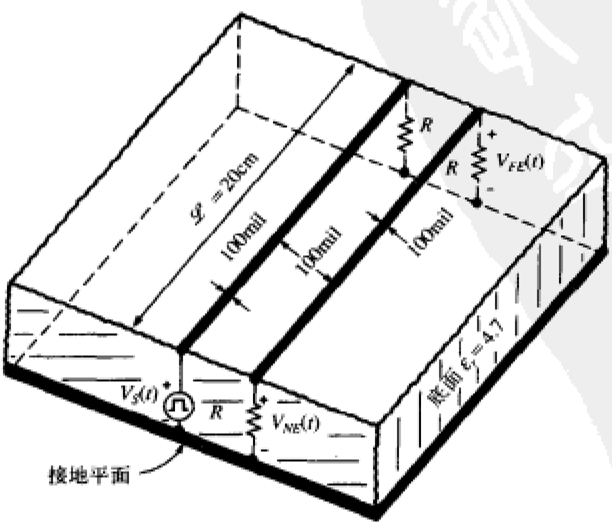


图9-31　用以说明印制电路板上的串扰的实验

20dB/10倍频变化的频率范围内的测量值（或计算值），可以求出

$$M_{NE} = 1.06 \times 10^{-10} \qquad (R = 50\,\Omega)$$

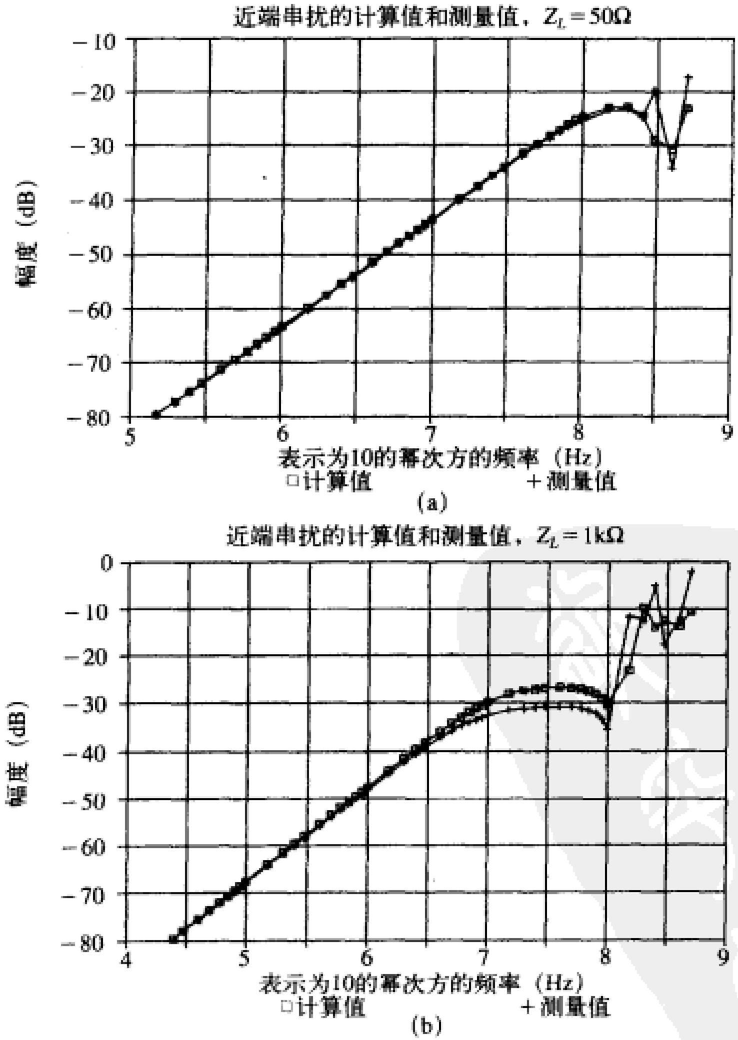
和

$$M_{NE} = 6.37 \times 10^{-10} \qquad (R = 1\,\text{k}\Omega)$$

根据式（9.67a），通过观察在感性耦合和容性耦合占主导的区域里（频率响应以20dB/10倍频的速率增加）传输函数的幅值的大小，可以计算出串扰系数：

$$\left|\frac{\hat{V}_{NE}}{\hat{V}_S}\right| = \omega\left(\frac{L_m}{2R} + \frac{R}{2}C_m\right) = \omega\left(M_{NE}^{\text{IND}} + M_{NE}^{\text{CAP}}\right) = 2\pi f M_{NE} \tag{9.76}$$

607 ～ 609



(a) $R = 50\Omega$；(b) $R = 1\text{k}\Omega$

图9-32 图9-31中印制电路板近端串扰的频率响应，比较测量值和利用传输线模型的预测值

因此，可以简单地求出该范围内某频点f_0处的传输函数的值。将上式中的值除以$2\pi f_0$即可。事实上，利用$R=50\Omega$和$R=1\text{k}\Omega$时得到的两个M_{NE}值，从式（9.76）可以求出每单位长度的总的互电感L_m和互电容C_m为：

$$l_m=\frac{L_m}{\mathscr{L}}=37.2\ \text{nH/m}=0.944\ \text{nH/in}$$

和

$$c_m=\frac{C_m}{\mathscr{L}}=6.33\ \text{pF/m}=0.161\ \text{pF/in}$$

这与附录C中给出的MoM数值计算程序MSTRP.FOR计算得到的值非常接近：

$$l_m=37.15\ \text{nH/m}$$

和

$$c_m=4.93\ \text{pF/m}$$

用MoM程序得到的其他参数为：

$$l_G=l_R=0.335\ \mu\text{H/m}$$

和

$$c_G=c_R=110.6\ \text{pF/m}$$

因此，在存在其他电路时每个电路的特性阻抗为$Z_C=\sqrt{\dfrac{l_G}{(c_G+c_m)}}=53.85$。

复习题9.4　对于如图9-23所示的PCB上的三导体传输线，选择外部的连接盘为参考导体，中间的连接盘为发射导体，另一根外部连接盘为接收导体，其参数为$w=s=15\text{mil}$，$h=47\text{mil}$，$\varepsilon_r=4.7$。用PCB.FOR计算单位长度的互电容和互电感为$c_m=20.3\text{pF/m}$和$l_m=0.691\mu\text{H/m}$。传输线长20cm，求10MHz时当$R_S=50\Omega$，$R_L=100\Omega$和$R_{NE}=500\Omega$，$R_{FE}=200\Omega$时的远端串扰传输比。

610～611

答案：−42.2dB。

这些实验数据表明，精确的多导体传输线模型可以准确预测传输线为电短线时的频率范围内的串扰。在使传输线为电长线时的频率范围内，由驻波引起的谐振使这种预测变得很困难。由感性耦合、容性耦合和共阻抗耦合的叠加构成的近似模型，在几乎与传输线模型相同的频率范围内都能给出精确的预测，而且计算也简单得多。

9.4.2　时域感性–容性耦合模型

对前面给出的频域感性–容性耦合近似模型进行修正后可用来预测当发射导线上的激励源$V_s(t)$为任意波形时的时域串扰。人们感兴趣的主要是具有梯形波形状的周期性脉冲串，该脉冲串用来表示数字信号和时钟信号波形。

前面给出的串扰相量表达式为：

$$\hat{V}_{NE}(j\omega)=j\omega M_{NE}\hat{V}_S(j\omega)\tag{9.77a}$$

$$\hat{V}_{FE}(j\omega)=j\omega M_{FE}\hat{V}_S(j\omega)\tag{9.77b}$$

其中，串扰传输系数为：

$$M_{NE}=\underbrace{\frac{R_{NE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{L_m}{R_S+R_L}}_{M_{NE}^{IND}}+\underbrace{\frac{R_{NE}R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{R_L C_m}{R_S+R_L}}_{M_{NE}^{CAP}} \tag{9.78a}$$

$$M_{FE}=\underbrace{-\frac{R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{L_m}{R_S+R_L}}_{M_{FE}^{IND}}+\underbrace{\frac{R_{NE}R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{R_L C_m}{R_S+R_L}}_{M_{FE}^{CAP}} \tag{9.78b}$$

频域中jω项在时域中变为d/dt：

$$j\omega \rightarrow \frac{d}{dt} \tag{9.79}$$

因此，上面的频域结果可以转化为时域中的结果，如下：

$$V_{NE}(t)=M_{NE}\frac{dV_S(t)}{dt} \tag{9.80a}$$

$$V_{FE}(t)=M_{FE}\frac{dV_S(t)}{dt} \tag{9.80b}$$

612

这个重要的结果表明：输入信号的频率分量经过传输线后会产生一个由源电压乘以串扰系数M_{NE}和M_{FE}的输出。该输入信号的传输线是电短线。由于发射电路和接收电路之间的互电感和互电容，时域串扰是感性耦合和容性耦合之和。如图9-33所示是接收电路的一个简单时域等效电路。图9-34所示为周期性的梯形脉冲序列源电压的串扰电压，源电压脉冲代表了时钟或数据信号。可以看到，在源电压瞬变时，串扰信号即以脉冲的形式出现。在脉冲上升期间，如果串扰系数是正的，则串扰电压是一个正脉冲。在脉冲下降期间，源的斜率是负的，如果串扰系数是正的，则串扰电压会是一个负脉冲。近端串扰的串扰系数M_{NE}总是正的，如式（9.78a）所示。式（9.78b）给出的远端串扰系数M_{FE}，如果容性耦合相比感性耦合占主导地位，那么它是正的。如果感性耦合强于容性耦合，则远端串扰系数是负的。

要使用这个简单结论的首要限制条件就是传输线必须是电短线、弱耦合。对于一个包含的频谱分量从直流到（理论上）无限高频率的时域信号，只有在使传输线为电短线时的频率下，才能利用该简单模型正确地处理信号的这部分频谱分量，而高频分量却不能正确处理。对于给定的线长度和传播速度，会限定信号的频谱。为了获得频域限制条件和对应的时域限制条件之间的一些关系式，考虑在第3章中所得

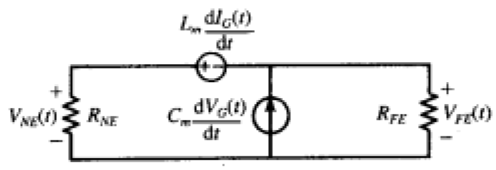


图9-33 在一般的时域激励下，接收电路简单的感性－容性耦合模型

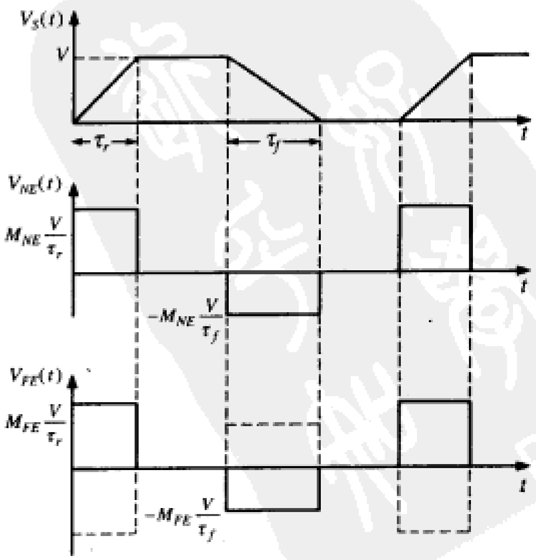


图9-34 在梯形脉冲序列激励下，感性－容性耦合的时域串扰预测模型

到的如图9-35所示的周期性梯形脉冲序列。其实际频谱由基频$f_0=1/T$及其高次谐波等离散频率分量构成，它的包络为两个$(\sin x)/x$变量的乘积。如图9-35b所示，得到了这个精确频谱的边界。为了确定这个边界，假设脉冲的上升时间与下降时间相等，即$\tau_r=\tau_f$。传输线的频率响应如图9-36所示。假设在频率f_u以下传输线为电短线。串扰脉冲的频谱由输入信号的频谱和传输函数的频谱相加得到曲线，如图9-37所示。假设在输入频谱的−40dB/10倍频区域内超出第二个拐点的某些频点上的谱分量不会对整个脉冲的幅度有显著的贡献是合理的，那么对这些频谱的不正确处理并不会显著影响最终的串扰预测。

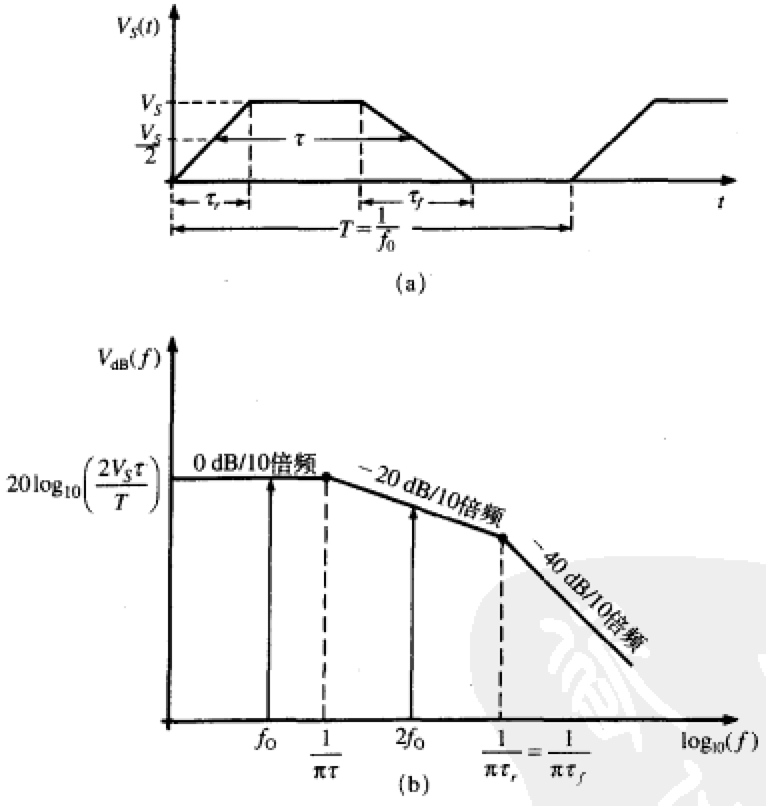


图9-35　周期性梯形脉冲序列频谱的边界

在第3章中，表明该信号的带宽应为上升时间/下降时间的倒数这一合理准则：

$$f_u=\frac{1}{\tau_r}\tag{9.81}$$

为了使近似模型有效，传输线长度必须在该频率上是电短的：

$$\mathscr{L}<k\lambda|_{f=f_u}\tag{9.82}$$

613～614　按基本关系式$\lambda=v/f$将式（9.81）代入式（9.82），得

$$\tau_r>\frac{1}{k}T_D\tag{9.83}$$

式中，$T_D=\mathscr{L}/v$是传输线的单向传输时间（时延）。对这个常数合理的选择，即$k=1/10$。这对脉冲的上升时间和下降时间给出了一种限制：

$$\tau_r, \tau_f > 10T_D \tag{9.84}$$

这一准则是精确的，但仅仅是给出一种能否用简单模型来正确处理脉冲串的概念。

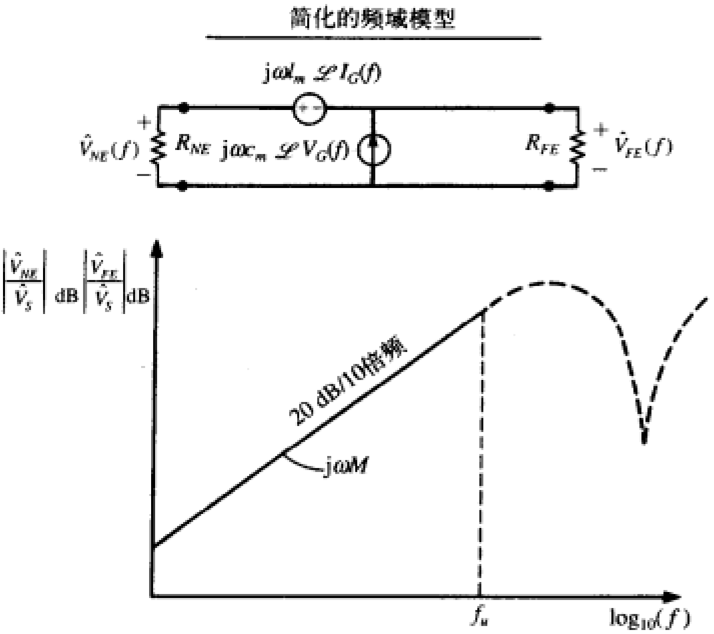


图9-36 简单的感性－容性耦合模型的频率响应

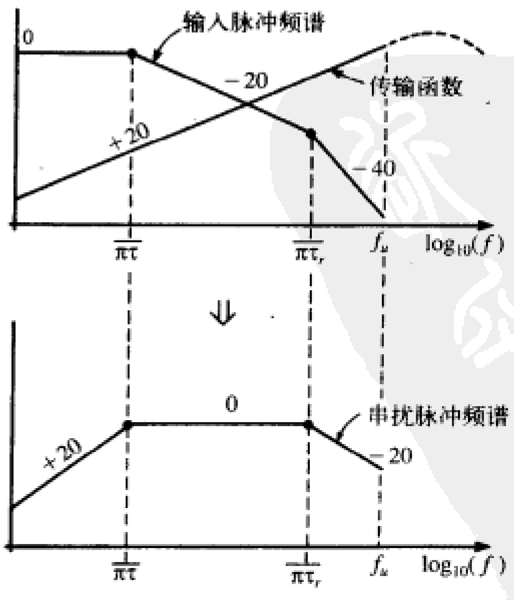


图9-37 作为如图9-35所示的梯形脉冲串的频谱边界与如图9-36所示的传输函数之和的输出串扰频谱

1. 包含损耗：共阻抗耦合

通过将共阻抗耦合系数加到上述的感性和容性耦合中，再次在近似方法中包含了传输线导体的电阻：

$$V_{NE}(t)=(M_{NE}^{\text{IND}}+M_{NE}^{\text{CAP}})\frac{\mathrm{d}V_S(t)}{\mathrm{d}t}+M_{NE}^{CI}V_S(t) \tag{9.85a}$$

$$V_{FE}(t)=(M_{FE}^{\text{IND}}+M_{FE}^{\text{CAP}})\frac{\mathrm{d}V_S(t)}{\mathrm{d}t}+M_{FE}^{CI}V_S(t) \tag{9.85b}$$

式中，共阻抗耦合 M_{NE}^{CI} 和 M_{FE}^{CI} 由式（9.74）给出：

615
~
616

$$M_{NE}^{CI}=\frac{R_{NE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{R_0}{R_S+R_L} \tag{9.86a}$$

$$M_{FE}^{CI}=-\frac{R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{R_0}{R_S+R_L} \tag{9.86b}$$

这样做的结果就是把简化了的替代式$V_S(t)$、$M_{NE}^{CI}V_S(t)$和$M_{FE}^{CI}V_S(t)$加到该波形的加权导出式：$(M_{NE}^{\text{IND}}+M_{NE}^{\text{CAP}})\,\mathrm{d}V_S(t)/\mathrm{d}t$和$(M_{FE}^{\text{IND}}+M_{FE}^{\text{CAP}})\,\mathrm{d}V_S(t)/\mathrm{d}t$中。

2. 实验结果

下面将给出一些实验结果，这些结果能够举例说明模型预测的精确性。这些传输线是在9.4.1节中考虑频域结果时的结构。首先考虑如图9-29所示的带状电缆。源电压$V_S(t)$是一个2.5V，20kHz的梯形脉冲串，其占空比为50%，上升/下降时间为400ns。这是典型的RS232串行数据流。单向时延为：

$$T_D=\frac{\mathscr{L}}{v_0}=\frac{4.737}{3\times10^8}=15.8$$

其中，忽略了导线的绝缘层，要考虑的最大上升/下降时间为：

$$\tau_r,\ \tau_f \lesssim 150$$

波形能够满足这样的条件。前面已经对$R_S=0$且$R_L=R_{NE}=R_{FE}=50\Omega$的情况计算出近端串扰系数为：

$$M_{NE}^{\text{IND}}=1.14\times10^{-8}$$

$$M_{NE}^{\text{CAP}}=7.43\times10^{-10}$$

$$M_{NE}^{CI}=9.21\times10^{-3}$$

因此，可以给出近端串扰波形为：

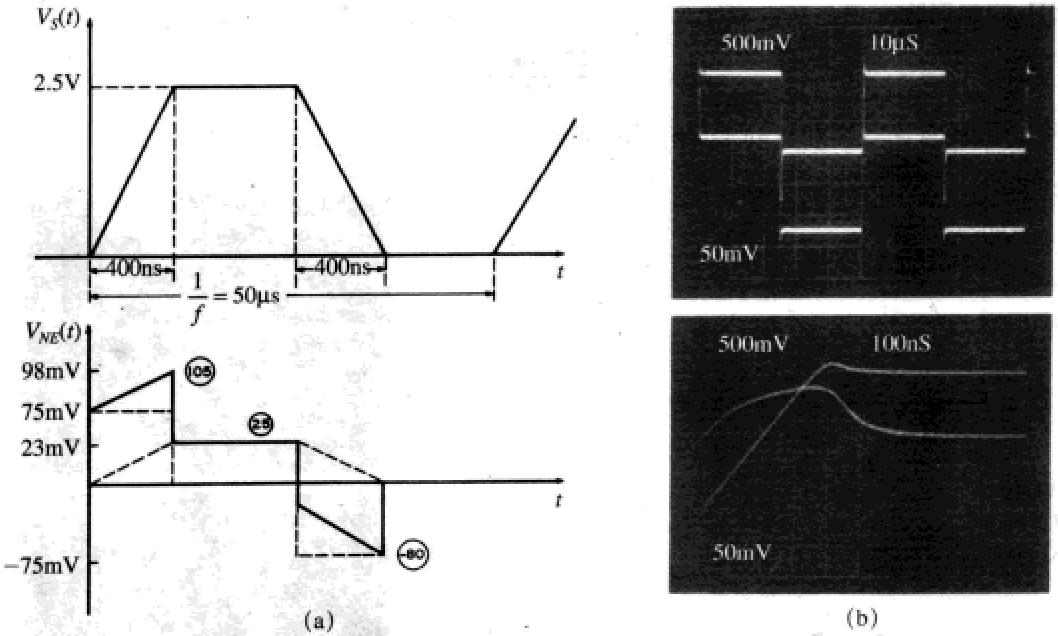
$$V_{NE}(t)=1.21\times10^{-8}\frac{\mathrm{d}V_S(t)}{\mathrm{d}t}+9.21\times10^{-3}V_S(t)$$

此脉冲串的“摆动速率”为：

$$\left|\frac{\mathrm{d}V_S(t)}{\mathrm{d}t}\right|=\frac{2.5\ \text{V}}{400\ \text{ns}}=6.25\times10^6$$

这给出了脉冲的峰值幅度（忽略损耗）为75mV。总耦合如图9-38a所示，测量值如图中圈出的数字。实验观测到的波形如图9-38b所示。比较二者可知预测结果很好，它是所选择的上升/下降时间的一个直接结果。可在源波形变换过程中观察到所产生的串扰脉冲，也可观察到当输入脉冲处于2.5V的最高电平时由共阻抗耦合所产生的23mV的“偏移”量。

接下来考虑带1kΩ负载的带状电缆：$R_S=0$，$R_L=R_{NE}=R_{FE}=1\text{k}\Omega$。前面所计算的耦



（a）预测波形；（b）实测波形

图9-38 如图9-29所示的带状电缆的时域近端串扰，输入为梯形脉冲串（$R=50\Omega$）

合系数为：

$$M_{NE}^{IND}=5.7\times10^{-10}$$
$$M_{NE}^{CAP}=1.49\times10^{-8}$$
$$M_{NE}^{CI}=4.61\times10^{-4}$$

因此，可给出近端串扰波形为：

$$V_{NE}(t)=1.54\times10^{-8}\frac{dV_S(t)}{dt}+4.61\times10^{-4}V_S(t)$$

此脉冲串的“摆动速率”保持为：

$$\left|\frac{dV_S(t)}{dt}\right|=\frac{2.5\text{ V}}{400\text{ ns}}=6.25\times10^6$$

这给出了峰值脉冲的幅度（忽略损耗）为96.4mV。总耦合如图9-39a所示，测量值如图中圈出的数字。实验观测到的波形如图9-39b所示。比较二者可知预测很好，它也是所选择的上升/下降时间的一个直接结果。可在源波形变换过程中观察到所产生的串扰脉冲，也可观察到当输入脉冲处于2.5V的最高电平时由共阻抗耦合所产生的1.15mV的“偏移”量。该偏移量小的几乎难以观测到。

617～618

复习题9.5 对如图9-29所示的带状电缆，所加的信号源波形与实验中的一样，求负载分别为50Ω和1kΩ时忽略损耗情况下的远端串扰电压的峰值。

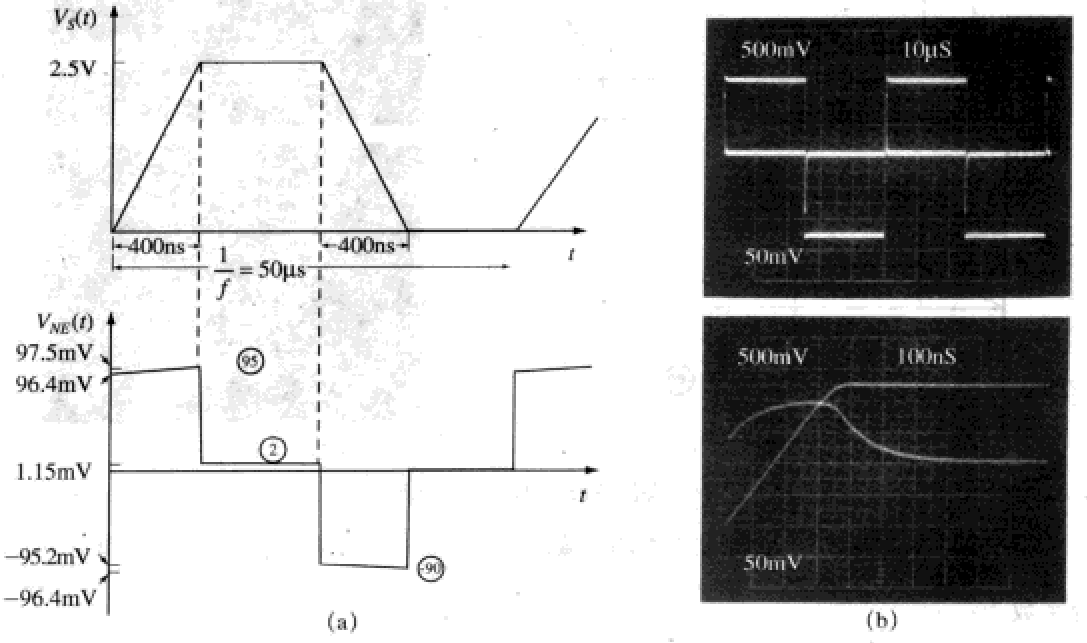
答案：−66mV，−89mV。

下面再考虑以前已经考虑过的图9-31所示的印制电路板。源电压$V_S(t)$是一个2.5V，

1MHz的梯形脉冲串，其占空比为50%，上升/下降时间为50ns。其单向时延为：

$$T_D = \frac{\mathscr{L}}{v} = \frac{20\,\text{cm}}{3\times10^8}\sqrt{2.85} = 1.125$$

其中，假设自由空间和板的平均有效相对介电常数为$\varepsilon_r' = (1+4.7)/2 = 2.85$。



（a）预测波形；（b）实测波形

图9-39　如图9-29所示的带状电缆的时域近端串扰，输入为梯形脉冲串（$R=1\text{k}\Omega$）

要考虑的最大上升/下降时间为：

$$\tau_r, \tau_f \lesssim 12$$

这是波形所满足的条件。在前面$R_S=0$及$R_L=R_{NE}=R_{FE}=50\Omega$的情况下，可以算出近端串扰系数为：

619～620

$$M_{NE} = 1.06\times10^{-10}$$

共阻抗耦合太小以至于几乎不能被观察到，所以假定它为零，因此可以给出近端串扰电压波形为：

$$V_{NE}(t) = 1.06\times10^{-10}\frac{\mathrm{d}V_S(t)}{\mathrm{d}t}$$

此脉冲串的“摆动速率”为：

621～623

$$\left|\frac{\mathrm{d}V_S(t)}{\mathrm{d}t}\right| = \frac{2.5\,\text{V}}{50\,\text{ns}} = 5.0\times10^7$$

这给出了峰值脉冲的幅度（忽略损耗）为5.3mV。实验观测到的波形如图9-40所示。在源电压波形变换的过程中可观察到所产生的串扰脉冲。所测得的峰值电压为5.5mV。

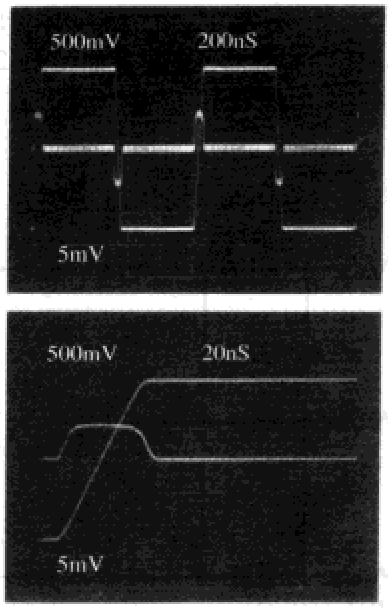


图9-40　所测得的如图9-31所示的印制电路板的近端串扰波形（$R=50\Omega$）

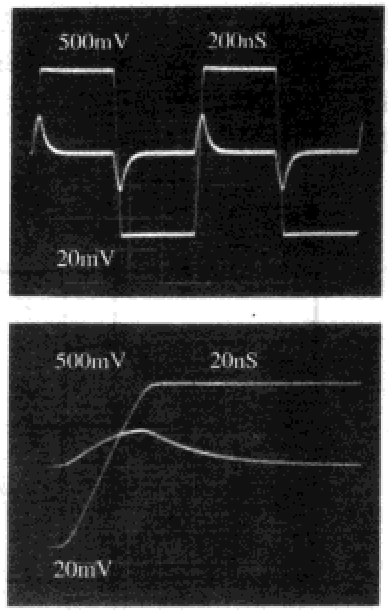


图9-41　所测得的如图9-31所示的印制电路板的近端串扰波形（$R=1\text{k}\Omega$）

接下来考虑带1kΩ负载的印制电路板：$R_S=0$及$R_L=R_{NE}=R_{FE}=1\text{k}\Omega$。从前面所测得的频域测量数据可得耦合系数为：

$$M_{NE}=6.37\times10^{-10}$$

因此，可给出近端串扰波形为：

$$V_{NE}(t)=6.37\times10^{-10}\frac{\mathrm{d}V_S(t)}{\mathrm{d}t}$$

此脉冲串的“摆动速率”为：

$$\left|\frac{\mathrm{d}V_S(t)}{\mathrm{d}t}\right|=\frac{2.5\text{ V}}{50\text{ ns}}=5.0\times10^{7}$$

这给出了峰值脉冲的幅度（忽略损耗）为31.9mV。实验观测到的波形如图9-41所示。在源电压波形的变换过程中可观察到所产生的串扰脉冲。所测得的峰值电压为24mV，略低于31.9mV的预测值。这看上去当源电压达到最大值2.5V时，串扰脉冲还没有达到稳态。

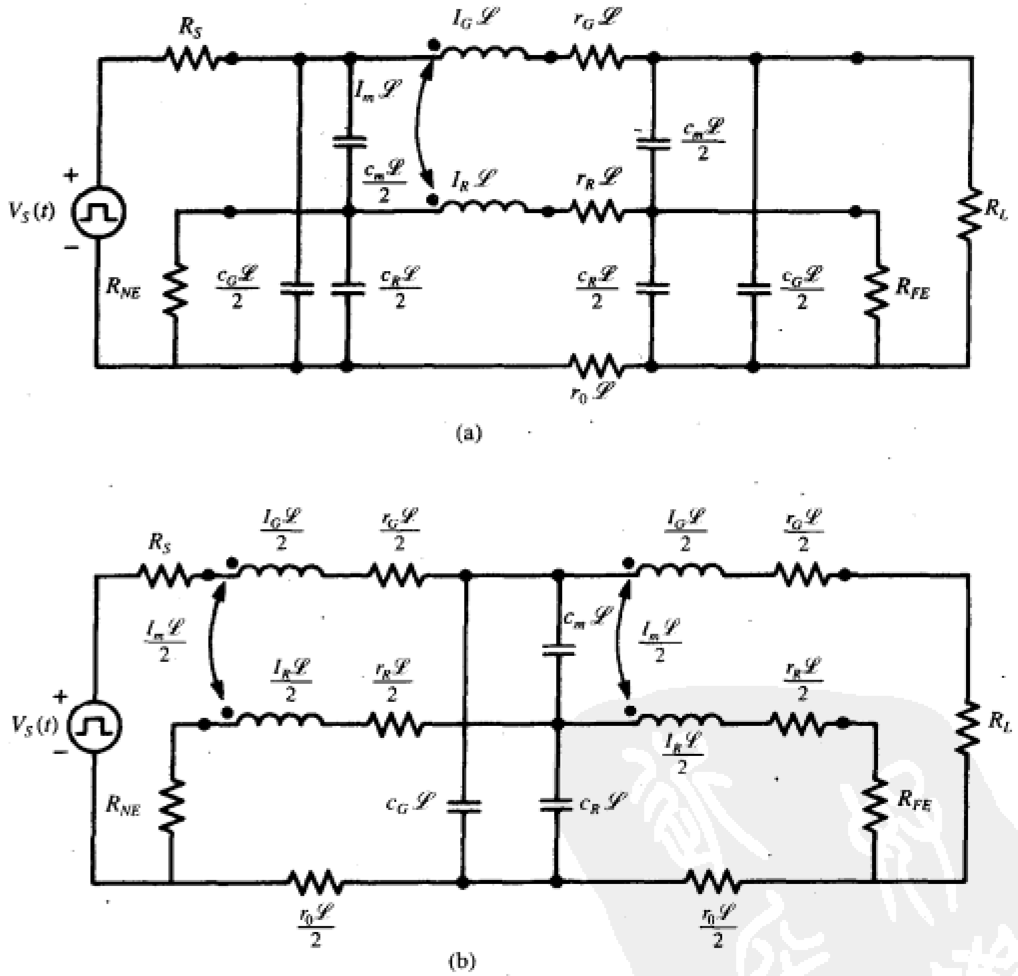
复习题9.6　对如图9-31所示的耦合连接盘，所加的信号源波形与实验中的一样，求负载分别为50Ω和1kΩ时忽略损耗情况下的远端串扰电压的峰值。

答案：−2.14mV，31.5mV。

9.5　集总参数电路近似模型

第9.6节将描述的SPICE等效电路模型能够精确地实现无耗传输线方程的求解。经

常用到的另一种模型就是集总参数电路近似模型。这类似于第4章中为双导体传输线提出的那些模型，以及为三导体传输线提出的集总π模型和集总T模型，如图9-42所示。这在时域分析或频域分析时，都可以用于集总参数电路的程序中，如SPICE。在这些模型中包含了导体的直流电阻。



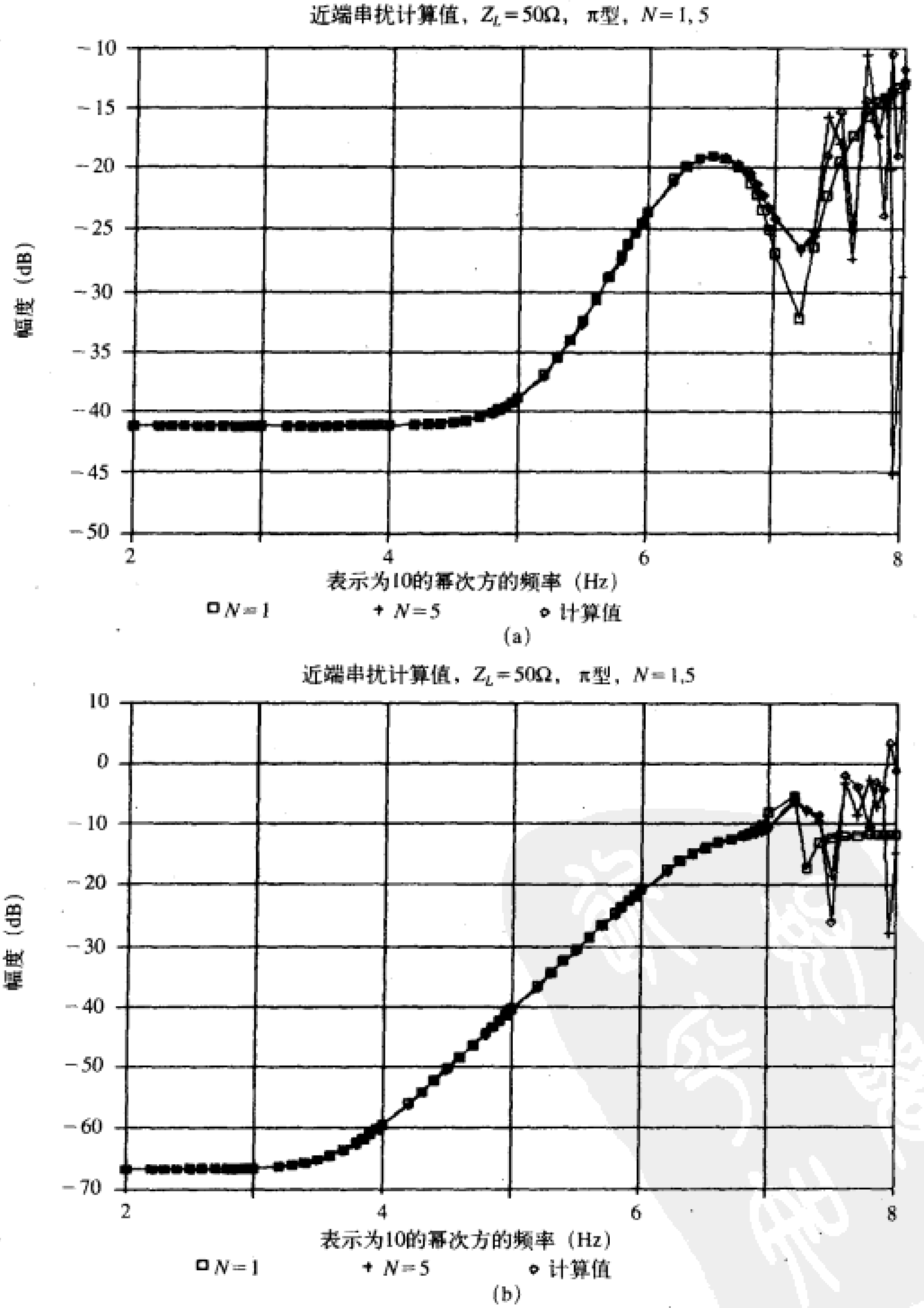
（a）集总π型电路；（b）集总T型电路

图9-42　计算三导体传输线中的串扰的集总参数等效电路

作为一个例子，考虑先前提到过的如图9-29所示的带状电缆，比较包含损耗的精确传输线模型的频域预测和使用1~5个π型子电路对图9-43中的整个传输线建模的集总π型电路模型的预测。对如图9-31所示的耦合微带线的类似预测如图9-44所示。

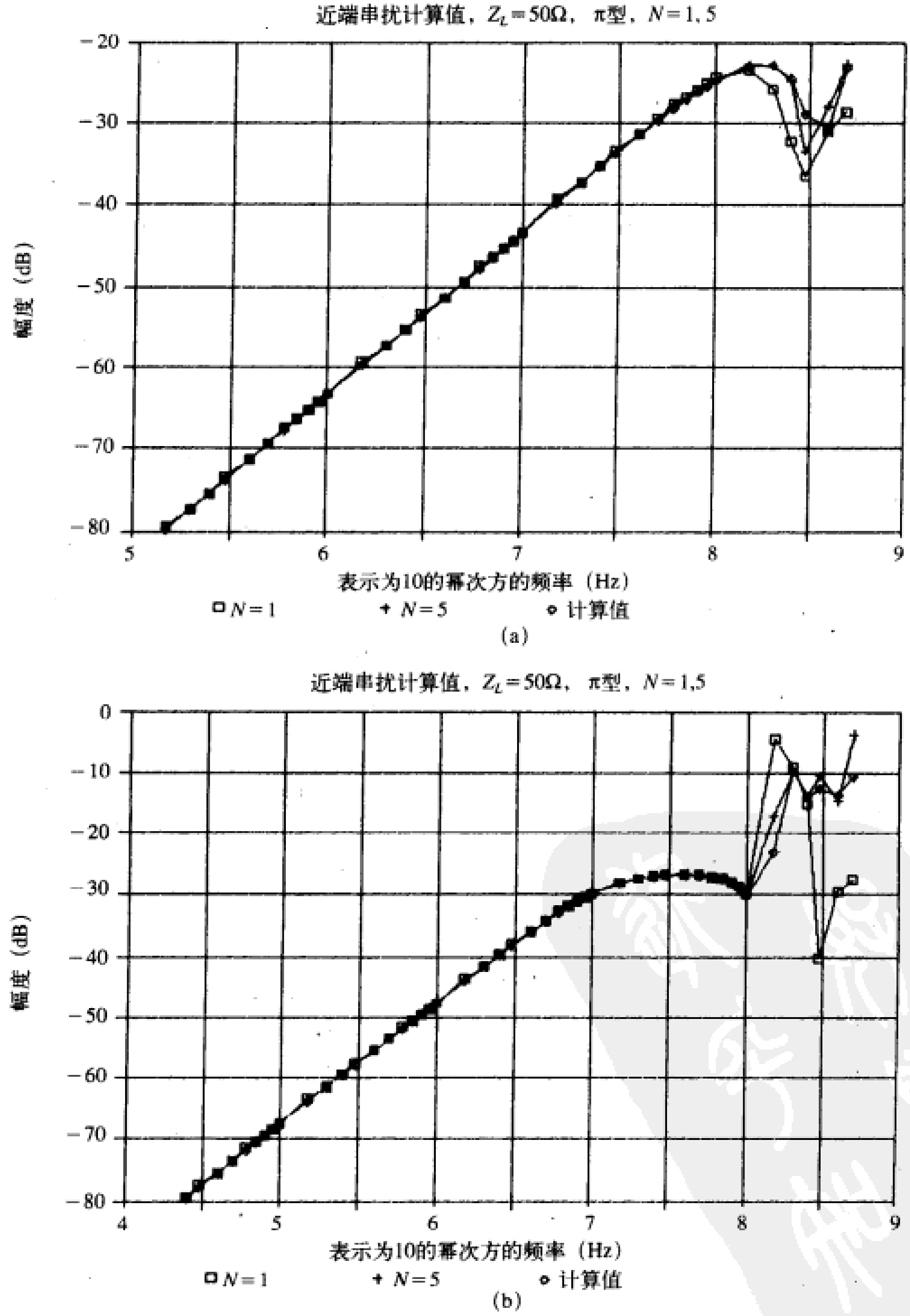
一个用于产生无耗多导体传输线的集总π型等效电路模型中SPICE（PSPICE）子电路的FORTRAN程序SPICELPI.FOR在附录C中描述。

624



（a）$R=50\Omega$；（b）$R=1\text{k}\Omega$

图9-43 使用传输线模型和使用由1~5个π型子电路构成的集总π型电路模型预测如图9-29所示的带状电缆的串扰



(a) $R=50\Omega$；(b) $R=1\text{k}\Omega$

图9-44 使用传输线模型和使用由1~5个π型子电路构成的集总π型电路模型预测如图9-31所示的印制电路板的串扰

9.6 无耗耦合传输线的精确SPICE（PSPICE）模型

本节中将给出一个无耗耦合传输线方程的简单而精确的解，它由SPICE电路分析程序完成[15]。该模型由附录C中的FORTRAN程序SPICEMTL.FOR来实现。这种方法能应用于在均匀或非均匀媒质中的传输线。前面导出的无耗多导体传输线方程可以写成矩阵的形式：

$$\frac{\partial}{\partial z}\boldsymbol{V}(z,t) = -\boldsymbol{L}\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{I}(z,t) \tag{9.87a}$$

$$\frac{\partial}{\partial z}\boldsymbol{I}(z,t) = -\boldsymbol{C}\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{V}(z,t) \tag{9.87b}$$

其中，电压矢量$\boldsymbol{V}(z,t)$和电流矢量$\boldsymbol{I}(z,t)$中的各项再次给出为：

$$\boldsymbol{V}(z,t) = \begin{bmatrix} V_G(z,t) \\ V_R(z,t) \end{bmatrix} \tag{9.88a}$$

和

$$\boldsymbol{I}(z,t) = \begin{bmatrix} I_G(z,t) \\ I_R(z,t) \end{bmatrix} \tag{9.88b}$$

和

$$\boldsymbol{L} = \begin{bmatrix} l_G & l_m \\ l_m & l_R \end{bmatrix} \tag{9.89a}$$

$$\boldsymbol{C} = \begin{bmatrix} c_G + c_m & -c_m \\ -c_m & c_R + c_m \end{bmatrix} \tag{9.89b}$$

求解这些方程的关键是去耦；也就是，减少耦合的线对而成为一组互不影响的双导体传输线[3, 10]。为了达到此目的，通过求解2×2的变换矩阵$\boldsymbol{T}_V$和$\boldsymbol{T}_I$，可以定义一种将待求的线电压和线电流变换成模电压矩阵$\boldsymbol{V}_m(z,t)$和模电流矩阵$\boldsymbol{I}_m(z,t)$的变换，如下：

$$\boldsymbol{V}(z,t) = \boldsymbol{T}_V\boldsymbol{V}_m(z,t) \tag{9.90a}$$

$$\boldsymbol{I}(z,t) = \boldsymbol{T}_I\boldsymbol{I}_m(z,t) \tag{9.90b}$$

其中，$\boldsymbol{V}_m$和$\boldsymbol{I}_m$分别是电压矢量和电流矢量的模：

$$\boldsymbol{V}_m(z,t) = \begin{bmatrix} V_{mG}(z,t) \\ V_{mR}(z,t) \end{bmatrix} \tag{9.91a}$$

$$\boldsymbol{I}_m(z,t) = \begin{bmatrix} I_{mG}(z,t) \\ I_{mR}(z,t) \end{bmatrix} \tag{9.91b}$$

和

625～628

$$\boldsymbol{T}_V = \begin{bmatrix} T_{VGG} & T_{VGR} \\ T_{VRG} & T_{VRR} \end{bmatrix} \tag{9.92a}$$

$$\boldsymbol{T}_I = \begin{bmatrix} T_{IGG} & T_{IGR} \\ T_{IRG} & T_{IRR} \end{bmatrix} \tag{9.92b}$$

这些变换矩阵可能不是对称的。将式（9.90）代入式（9.87）得到关于这些模的传输线方程：

$$\frac{\partial}{\partial z}\mathbf{V}_m(z,t) = -\mathbf{T}_V^{-1}\mathbf{L}\mathbf{T}_I\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{I}_m(z,t) \tag{9.93a}$$

$$\frac{\partial}{\partial z}\mathbf{I}_m(z,t) = -\mathbf{T}_I^{-1}\mathbf{C}\mathbf{T}_V\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{V}_m(z,t) \tag{9.93b}$$

假设已知了这些变换矩阵，它们能将每单位长度的电感矩阵和电容矩阵对角化为：

$$\mathbf{T}_V^{-1}\mathbf{L}\mathbf{T}_I = \mathbf{l}_m = \begin{bmatrix} l_{mG} & 0 \\ 0 & l_{mR} \end{bmatrix} \tag{9.94a}$$

$$\mathbf{T}_I^{-1}\mathbf{C}\mathbf{T}_V = \mathbf{c}_m = \begin{bmatrix} c_{mG} & 0 \\ 0 & c_{mR} \end{bmatrix} \tag{9.94b}$$

如果能做到这一点，则关于模电压和模电流的传输线方程就能去耦，为：

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial z}V_{mG}(z,t) &= -l_{mG}\frac{\partial}{\partial t}I_{mG}(z,t)\\ \frac{\partial}{\partial z}I_{mG}(z,t) &= -c_{mG}\frac{\partial}{\partial t}V_{mG}(z,t)\end{aligned} \tag{9.95a}$$

和

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial z}V_{mR}(z,t) &= -l_{mR}\frac{\partial}{\partial t}I_{mR}(z,t)\\ \frac{\partial}{\partial z}I_{mR}(z,t) &= -c_{mR}\frac{\partial}{\partial t}V_{mR}(z,t)\end{aligned} \tag{9.95b}$$

关于此模式的传输线方程代表了两个去耦的双导体传输线，它们的特性阻抗为：

$$Z_{CmG} = \sqrt{l_{mG}/c_{mG}} \tag{9.96a}$$

629

$$Z_{CmR} = \sqrt{l_{mR}/c_{mR}} \tag{9.96b}$$

传播速度为：

$$v_{mG} = \frac{1}{\sqrt{l_{mG}c_{mG}}} \tag{9.97a}$$

$$v_{mR} = \frac{1}{\sqrt{l_{mR}c_{mR}}} \tag{9.97b}$$

使用第4章中讨论过的双导体传输线模型，可以在SPICE程序中建立这些去耦的传输线模型。可用SPICE模型求解沿线的模电压和模电流，使用受控源模型计算式（9.90）给出的变换，可以将传输线端点$z=0$和$z=\mathscr{L}$处的模电压和模电流转换成实际的线电压和线电流。例如，写出式（9.90a），可得

$$V_G = T_{VGG}V_{mG} + T_{VGR}V_{mR} \tag{9.98a}$$

$$V_R = T_{VRG}V_{mG} + T_{VRR}V_{mR} \tag{9.98b}$$

这可以用如图9-45所示的受控电压源来实现。变换此关系式并计算式（9.90b）可得

$$\mathbf{I}_m(z,t) = \mathbf{T}_I^{-1}\mathbf{I}(z,t) \tag{9.99}$$

写出来为：

$$I_{mG} = T_{IGG}^{-1}I_G + T_{IGR}^{-1}I_R \tag{9.100a}$$

630

$$I_{mR} = T_{IRG}^{-1}I_G + T_{IRR}^{-1}I_R \tag{9.100b}$$

其中，

$$T_I^{-1} = \begin{bmatrix} T_{IGG}^{-1} & T_{IGR}^{-1} \\ T_{IRG}^{-1} & T_{IRR}^{-1} \end{bmatrix} \tag{9.101}$$

注意，求元素的逆的符号T_{IGG}^{-1}，T_{IGR}^{-1}，T_{IRG}^{-1}，T_{IRR}^{-1}并不意味着简单地求式（9.92b）中各项的倒数就能得到矩阵T_I的逆，它仅仅是给出了T_I^{-1}中各项的简化符号。

可使用如图9-45所示的电流控制电流源完成上述计算。在SPICE模型中需要0V电压源来对电流控制电流源抽样。耦合传输线的完整模型如图9-46所示。在此模型中，

$$V_{C1} = T_{VGG}V_{mG}(0,t) + T_{VGR}V_{mR}(0,t) \tag{9.102a}$$

$$V_{C2} = T_{VRG}V_{mG}(0,t) + T_{VRR}V_{mR}(0,t) \tag{9.102b}$$

$$V_{C3} = T_{VGG}V_{mG}(\mathscr{L},t) + T_{VGR}V_{mR}(\mathscr{L},t) \tag{9.102c}$$

$$V_{C4} = T_{VRG}V_{mG}(\mathscr{L},t) + T_{VRR}V_{mR}(\mathscr{L},t) \tag{9.102d}$$

根据式（9.98）和式（9.100），得

$$I_{C1} = T_{IGG}^{-1}I_G(0,t) + T_{IGR}^{-1}I_R(0,t) \tag{9.103a}$$

$$I_{C2} = T_{IRG}^{-1}I_G(0,t) + T_{IRR}^{-1}I_R(0,t) \tag{9.103b}$$

$$I_{C3} = T_{IGG}^{-1}I_G(\mathscr{L},t) + T_{IGR}^{-1}I_R(\mathscr{L},t) \tag{9.103c}$$

$$I_{C4} = T_{IRG}^{-1}I_G(\mathscr{L},t) + T_{IRR}^{-1}I_R(\mathscr{L},t) \tag{9.103d}$$

631

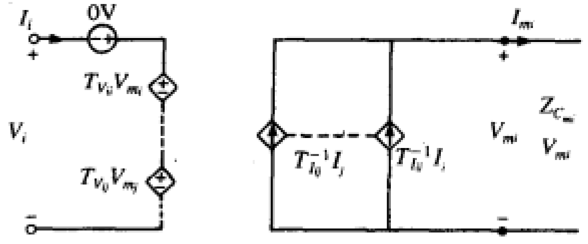


图9-45 适于用SPICE实现的耦合无耗传输线的等效电路

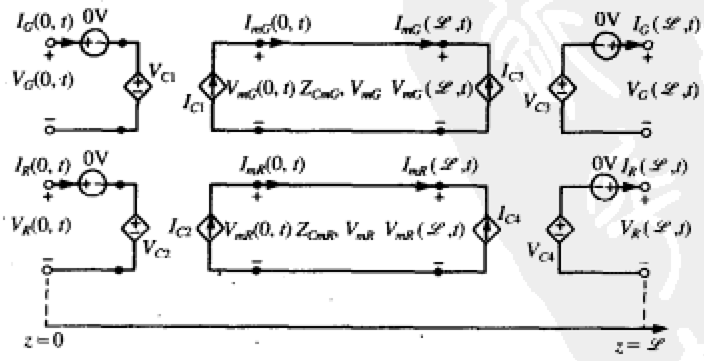


图9-46 三导体传输线的完整SPICE模型

在附录C中描述了一个FORTRAN.FOR计算机程序SPICEMTL.FOR，可用来实现去耦和产生一个代表如图9-46所示传输线的SPICE（PSPICE）子电路模型。可执行文件为SPICEMTL.EXE。一旦运行此程序，它的输出在文件SPICEMTL.OUT中，作为SPICE(PSPICE)子电路模型，就如同一个子程序。文件格式开始于：

```
.SUBCKT MTL 101 102 201 202
```

结束于：

```
.ENDS MTL
```

该子电路保留了如图9-46所示的传输线模型。该模型的可触节点用101，102，201和202标记。标记首位为1的节点是近端节点（即101＝源端，102＝近端），而标记首位为2的节点是远端节点（即201＝负载端，202＝远端）。实际传输线终端通过下述语句与这个子电路模型相连：

```
XMTL S NE L FE MTL
```

相应地，S＝101，NE＝102，L＝201，FE＝202。连接如图9-47所示，其中零节点（0）是SPICE的公共"地"节点。SPICEMTL.FOR程序产生对角矩阵$\boldsymbol{T}_V$和$\boldsymbol{T}_I$，然后生成子电路的SPICE程序。下面实例举例说明了该程序的应用。

632

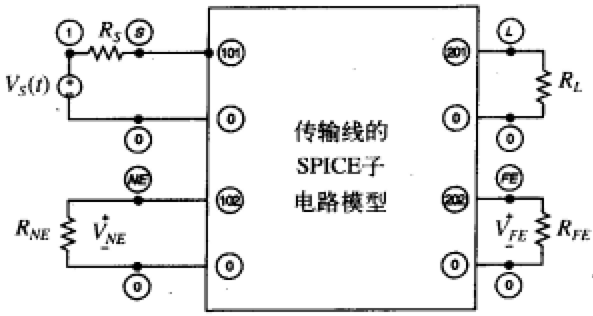


图9-47　SPICE子电路模型用于连接终端的节点数字标记

9.6.1　导线的计算和实验结果

作为导线型传输线的一个例子，考虑相距2cm的两根20#规格的实芯裸线，悬于地平面之上2cm的情况。地平面为参考导体，如图9-48所示。传输线长为4.674m。导线的介质绝缘层可以忽略，所以这就变成了均匀介质的问题。利用在9.3.2节中计算宽间隔传输线的分布参数矩阵的FORTRAN程序WIDESEP.FOR计算每单位长度的电感和电容如下：

633

$$\boldsymbol{L}=\begin{bmatrix}9.17859\times10^{-7} & 1.60944\times10^{-7}\\ 1.60944\times10^{-7} & 9.17859\times10^{-7}\end{bmatrix}$$

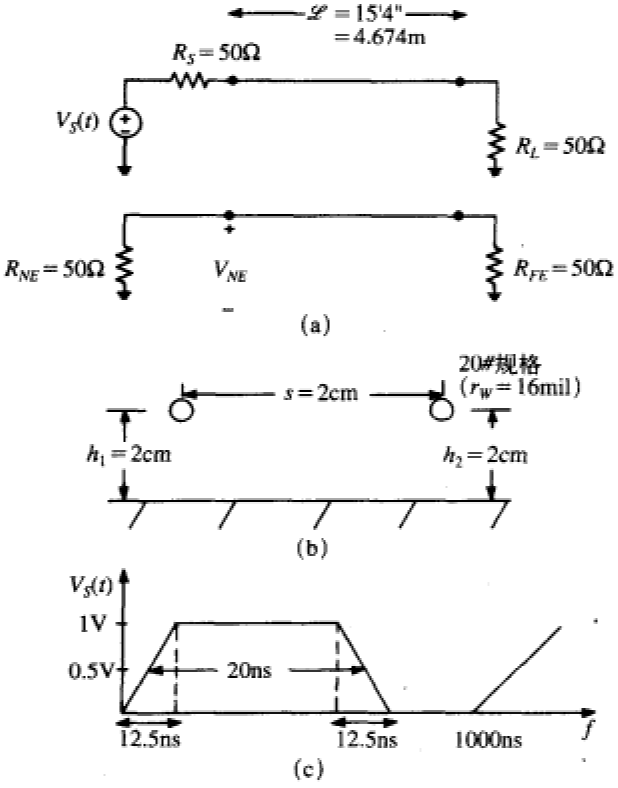
和

$$\boldsymbol{C}=\begin{bmatrix}1.25068\times10^{-11} & -2.19302\times10^{-12}\\ -2.19302\times10^{-12} & 1.25068\times10^{-11}\end{bmatrix}$$

前面是例9.2中人工计算的。WIDESEP.FOR的输出文件包含在PUL.DAT中。程序SPICEMTL.FOR读取PUL.DAT文件并在输出文件SPICEMTL.OUT中生成PSPICE子电路模型。该文件然后加上沿执行程序所需要的另一对SPICE传输线的外部（到子电路模型）传输线终端，因此，完整的SPICE程序为：

634

```
SPICE MTL MODEL; HOMOGENEOUS MEDIUM; FIGURE 9.48
VS 1 0 PULSE (0 1 0 12.5N 12.5N 7.5N 1000N)
RS 1 S 50
```



（a）物理结构；（b）横截面结构；（c）输入电压规定

图9-48 由地平面上的两根导线所构成的一个传输线实例，举例说明了如图9-46所示针对均匀介质中的SPICE模型的预测精确性

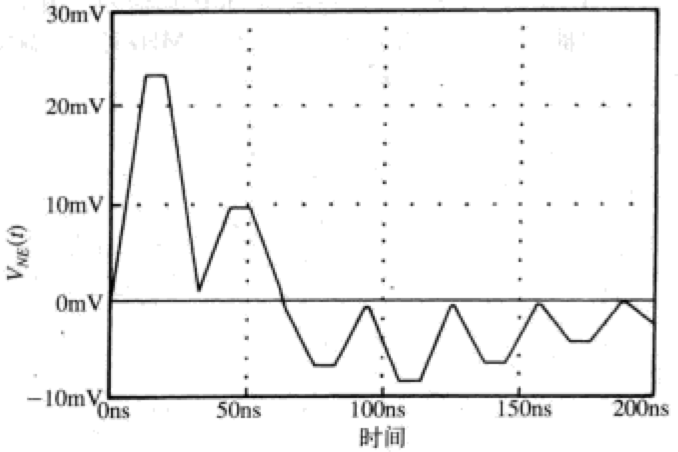
```
RL L 0 50
RNE NE 0 50
RFE FE 0 50
XMTL S NE L FE MTL
.TRAN .2N 200N 0 .2N
.PROBE
*SUBCIRCUIT MODEL OF A MULTICONDUCTOR TRANSMISSION LINE*
*        NUMBER OF CONDUCTORS=3
*        TOTAL LINE LENGTH (METERS)= 4.67400E+00
*        L( 1, 1)= 9.17859E-07
*        L( 1, 2)= 1.60944E-07
*        L( 2, 2)= 9.17859E-07
*        C( 1, 1)= 1.25068E-11
*        C( 1, 2)= -2.19302E-12
*        C ( 2, 2)= 1.25068E-11
.SUBCKT MTL
+ 101
+ 102
+ 201
+ 202
V101 101 301
EC101 301 0 POLY( 2)
```

```
+ (501,0)
+ (502,0)
+0
+    7.084033E-01
+   -7.052552E-01
FC101 0 501 POLY( 2)
+ V101
+ V102
+0
+    7.084033E-01
+    7.058083E-01
V201 201 401
EC201 401 0 POLY( 2)
+  (601,0)
+  (602,0)
+0
+    7.084033E-01
+   -7.052552E-01
FC201 0 601 POLY( 2)
+ V201
+ V202
+0
+    7.084033E-01
+    7.058083E-01
V102 102 302
EC102 302 0 POLY( 2)
+ (501,0)
+ (502,0)
+0
+    7.058083E-01
+    7.089539E-01
FC102 0 502 POLY( 2)
+ V101
+ V102
+0
+   -7.052552E-01
+    7.089539E-01
V202  202  402
EC202  402  0  POLY( 2)
+ (601,0)
+ (602,0)
+0
+    7.058083E-01
+    7.089539E-01
FC202 0 602 POLY( 2)
+ V201
+ V202
+0
+  -7.052552E-01
+   7.089539E-01
T101  501  0  601 0 Z0=3.234158E+02 TD=1.559081E-08
T102  502  0  602 0 Z0=2.269176E+02 TD=1.559079E-08
.ENDS      MTL
.END
```

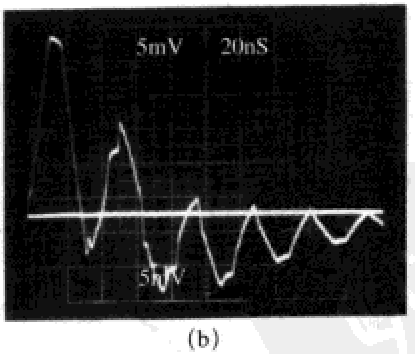
注意，两种模式具有相同的单向时延，即$T_D=\mathscr{L}/v_0=15.590\ 78\text{ns}$。（SPICEMTL.FOR程序使用的值为$v_0=2.997\ 925\times10^8\text{m/s}$）。用式（4.26）和式（4.28）计算得到

接地平面上方单根导线的特性阻抗为$Z_C=275.3156\Omega$。因此，串扰导致这两种模式的特性阻抗不同于接地面上的单根导线的特性阻抗，所以串扰会影响单根传输线的传播特性。

*表示注解，+表示继续。源电压波形是一个1MHz的梯形脉冲序列，上升/下降时间为12.5ns，脉冲宽度为20ns，幅值为1V，如图9-48所示。如图9-49所示为预测的近端串扰波形和实验所得的波形，波形预测相当好。



(a)



(b)

(a) SPICE子电路模型的预测；(b) 测量值

图9-49 图9-48所示结构的时域近端串扰

复习题9.7 时域感性–容性耦合模型能否用于本例中来预测时域串扰？如果不能，为什么？

答案：不能。脉冲上升/下降时间为12.5ns，而传输线的单向时延为$T_D=\mathscr{L}/v_0=$ 15.6ns，因此，脉冲的上升/下降时间不远大于传输线的单向时延。

SPICE子电路模型也可以用于预测耦合传输线的频域响应。为此，上述SPICE程序需要三处改动。首先替换源电压波形：

```
VS 1 0 AC 1 0
```

这是用幅度为1相位为0的正弦波代替脉冲波形。接下来替换执行行(.TRAN)：

```
.AC DEC 50 1K 100MEG
```

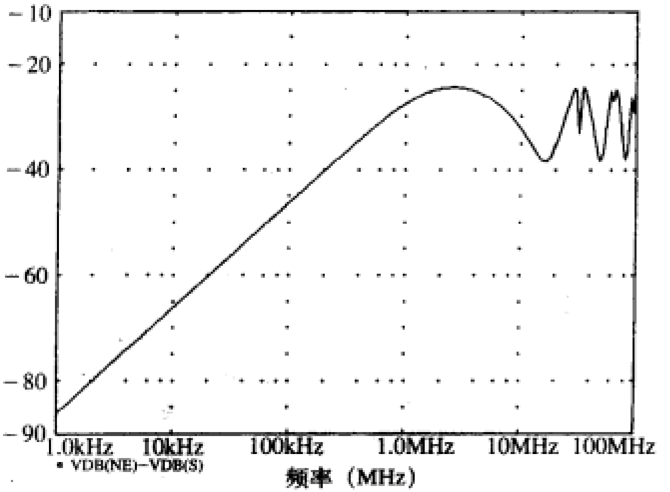
635～636

当正弦源的频率在1kHz和100MHz之间以每倍频程50个点的步进变化时，本行是使SPICE程序求解相位的响应。最后，得到频率响应并用.PROBE语句画出曲线：

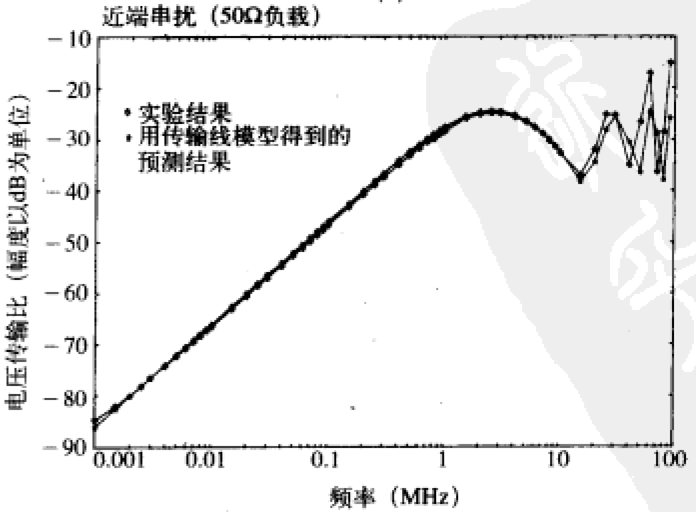
```
VDB(NE)-VDB(S)
```

该程序行画出了以dB为单位的节点NE的电压与节点S（传输线的输入端）的电压之比，为$20\log_{10}(|\hat{V}(NE)/\hat{V}(S)|)$。

曲线如图9-50a所示。验证了利用近似的感性－容性耦合模型的频率响应曲线的频率范围到1MHz左右。1MHz时，频率响应特性偏离20dB/10倍频。由于导线之间的间距很宽，在该模型中假设弱耦合是有效的。类似地，低于1MHz时，传输线为电短线，式(9.67)～式(9.69)的感性－容性耦合模型为：



(a)



(b)

(a) SPICE子电路模型；（b）传输线模型的预测值与实测值

图9-50　图9-48所示结构的近端串扰传输函数的频域预测

$$\frac{\hat{V}(NE)}{\hat{V}(S)} = j2\pi f(M_{NE}^{IND} + M_{NE}^{CAP})$$

其中，

$$M_{NE}^{IND} = \frac{R_{NE}}{R_{NE}+R_{FE}} \frac{L_m = l_m \times 4.674}{R_S = 0 + R_L} = \frac{50}{50+50} \frac{7.52 \times 10^{-7}}{50} = 7.52 \times 10^{-9}$$

和

$$M_{NE}^{CAP} = \frac{R_{NE}R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}} \frac{R_L C_m = c_m \times 4.674}{R_S = 0 + R_L} = \frac{50 \times 50}{50+50} \frac{50 \times 1.03 \times 10^{-11}}{50} = 2.56 \times 10^{-10}$$

因此，

$$\frac{\hat{V}(NE)}{\hat{V}(S)} = j2\pi f(7.52 \times 10^{-9} + 2.56 \times 10^{-10}) = j4.89 \times 10^{-8} f$$

计算1kHz时的值为−86.22dB，与SPICE的计算值−86dB非常接近。同样，1MHz时，感性－容性耦合模型给出的值为−26.22dB，与SPICE的计算值−27dB相比很接近。图9-50b给出了测量频率上的实验结果和用传输线模型得到的预测结果的比较。 [637~639]

9.6.2 PCB的计算结果与实验结果

作为非均匀媒质中该模型的一个应用例子，考虑如图9-51所示的PCB。PCB的基板为玻璃环氧材料，厚度为47mil。1-Oz覆铜线的宽度为15mil，连接盘边沿与边沿之间的间距为45mil，连接盘长度为10in或25.4cm。源电压是一个1V，10MHz的梯形脉冲序列，其占空比为50%，上升/下降时间为6.25ns（5ns 10%~90%）。每单位长度电容矩阵和电感矩阵用数值计算程序PCB.FOR计算得到，并存入输出文件PUL.DAT中： [640]

$$L = \begin{bmatrix} 1.38315 \times 10^{-6} & 6.91573 \times 10^{-7} \\ 6.91573 \times 10^{-7} & 1.10707 \times 10^{-6} \end{bmatrix}$$

和

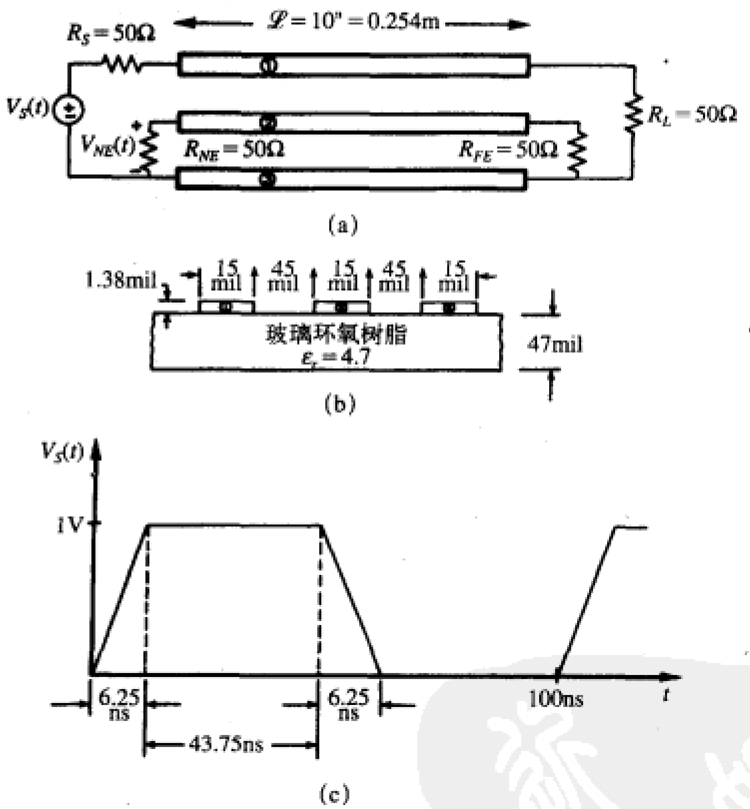
$$C = \begin{bmatrix} 2.96949 \times 10^{-11} & -2.02619 \times 10^{-11} \\ -2.02619 \times 10^{-11} & 4.05238 \times 10^{-11} \end{bmatrix}$$

运行SPICEMTL.FOR程序，读取PUT.DAT文件。在SPICEMTL.OUT输出文件中生成子电路模型。通过加入外部电路和执行说明对该文件进行修正，给出SPICE文件为： [641]

```
SPICE MTL MODEL; INHOMOGENEOUS MEDIUM; FIGURE 9.51
VS 1 0 PULSE (0 1 0 6.25N 6.25N 43.75N 100N)
RS 1 S 50
RL L 0 50
RNE NE 0 50
RFE FE 0 50
XMTL S NE L FE MTL
.TRAN .1N 20N 0 .1N
.PROBE
*SUBCIRCUIT MODEL OF A MULTICONDUCTOR TRANSMISSION LINE*
*        NUMBER OF CONDUCTORS=3
*        TOTAL LINE LENGTH (METERS)= 2.54000E-01
*        L( 1, 1)= 1.38315E-06
*        L( 1, 2)= 6.91573E-07
```

```
*        L( 2, 2) = 1.10707E-06
*        C( 1, 1) = 2.96949E-11
*        C( 1, 2) = -2.02619E-11
*        C ( 2, 2) = 4.05238E-11
.SUBCKT MTL
+ 101
+ 102
+ 201
+ 202
V101 101 301
EC101 301 0 POLY( 2)
+ (501,0)
+ (502,0)
+0
+   9.999894E-01
+   -2.372106E-05
FC101 0 501 POLY( 2)
+ V101
+ V102
+0
+   9.999894E-01
+   5.000049E-01
V201 201 401
EC201 401 0 POLY( 2)
+   (601,0)
+   (602,0)
+0
+   9.999894E-01
+   -2.372106E-05
FC201 0 601 POLY( 2)
+ V201
+ V202
+0
+   9.999894E-01
+   5.000049E-01
V102 102 302
EC102 302 0 POLY( 2)
+ (501,0)
+ (502,0)
+0
+   5.000049E-01
+   1.118027E+00
FC102 0 502 POLY( 2)
+ V101
+ V102
+0
+   -2.372106E-05
+   1.118027E+00
V202  202  402
EC202  402  0  POLY( 2)
+ (601,0)
+ (602,0)
+0
+   5.000049E-01
+   1.118027E+00
FC202 0 602 POLY( 2)
+ V201
```

```
+ V202
+0
+  -2.372106E-05
+   1.118027E+00
T101   501  0  601 0 Z0=2.658983E+02 TD=1.321285E-09
T102   502  0  602 0 Z0=1.096490E+02 TD=1.410790E-09
.ENDS       MTL
.END
```



(a) 物理结构；（b）横截面结构；（c）输入电压规定

图9-51 PCB上的三导体传输线实验，用以说明如图9-46所示的非均匀媒质中的SPICE模型的预测精确性

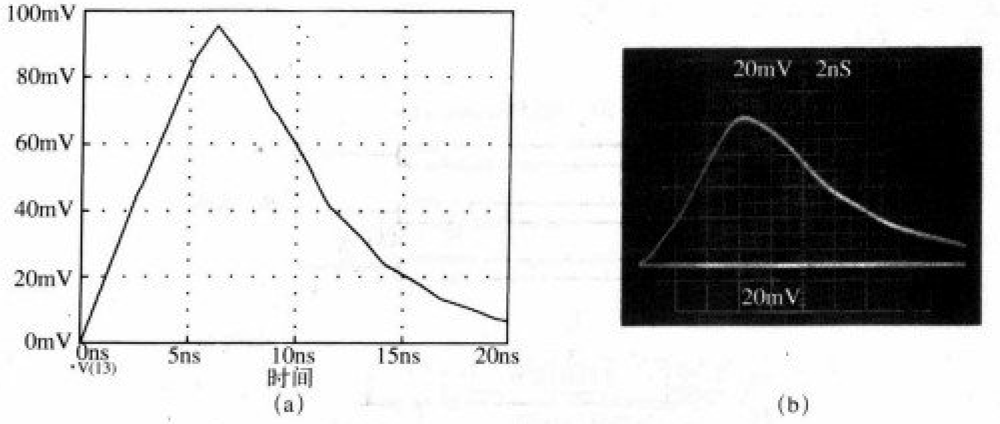
如果使用式（4.41a）和式（4.41b）计算PCB上一条连接盘的特性阻抗，那么Z_C=108.579 4Ω，ε_r'=3.175 347，时延为$T_D=\mathscr{L}\sqrt{\varepsilon_r'}/v_0$=1.508 718ns。因此，再次看到相邻的连接盘对另一条连接盘传输特性的影响。

SPICE模型的预测结果和实验所得的结果如图9-52所示。二者的相关性非常好，SPICE模型预测的峰值95mV持续时间超过6ns，实验所得的峰值为94mV，持续时间相同。

复习题9.8 时域感性–容性耦合模型能否用于本例中来预测时域串扰？如果不能，为什么？

答案：不能。脉冲上升/下降时间为6.25ns，由于对于非均匀媒质而言存在两种模式、

两种传播速度，因而存在两个传输线的单向时延。由SPICE电路模型可得其单向时延为1.41ns和1.32ns，因此，脉冲的上升/下降时间为传输线单向时延的4倍，这是感性－容性耦合模型能给出有效结果的边界。



(a) SPICE子电路模型的预测值；(b) 实测值

图9-52　图9-51所示结构的时域近端串扰

SPICE子电路模型也可以用于预测耦合传输线的频域响应。为此，又一次对上述SPICE程序进行了三处改动。首先替换源电压在时域中的波形：

```
VS 1 0 AC 1 0
```

这是用幅度为1相位为0的正弦波代替脉冲波形。接下来替换执行（.TRAN）：

```
.AC DEC 50 10K 1000MEG
```

当正弦源的频率在1kHz和1GHz之间以每倍频程50个点的步进变化时，本行是使SPICE程序求解相位响应。最后，得到频率响应并用.PROBE语句画出曲线：

642～643

```
VDB(NE)-VDB(S)
```

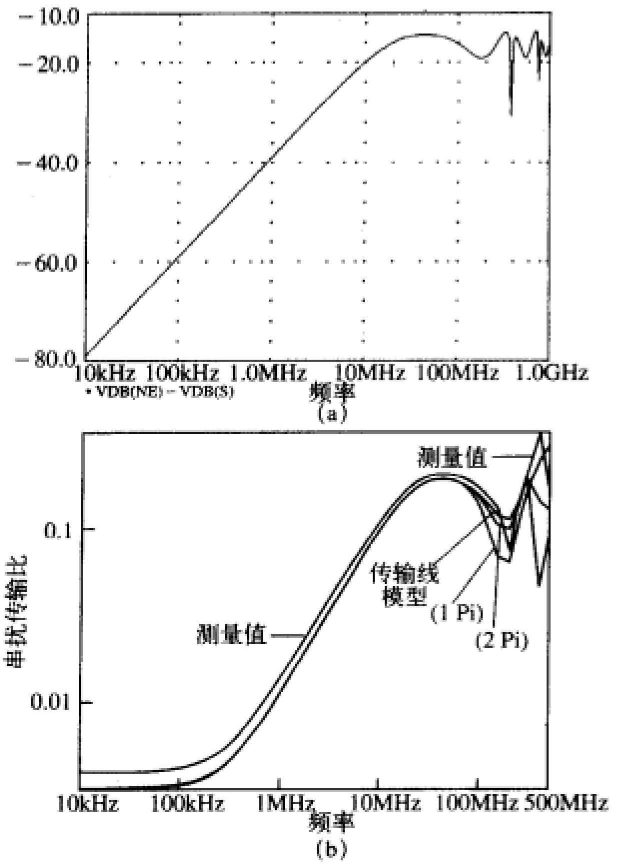
该程序行画出了以dB为单位的节点NE的电压与节点S（传输线的输入端）的电压之比，为$20\log_{10}(|\hat{V}(NE)/\hat{V}(S)|)$。曲线如图9-53a所示。验证了利用近似的感性－容性耦合模型的频率响应曲线的频率范围到10MHz左右。10MHz时，频率响应特性偏离20dB/10倍频。由于PCB连接盘之间的间距很宽，在该模型中假设弱耦合是有效的。类似地，低于10MHz时，传输线为电短线，式（9.67）~式（9.69）的感性－容性耦合模型为：

$$\frac{\hat{V}(NE)}{\hat{V}(S)} = j2\pi f\,(M_{NE}^{IND} + M_{NE}^{CAP})$$

其中，

$$\begin{aligned} M_{NE}^{IND} &= \frac{R_{NE}}{R_{NE}+R_{FE}}\,\frac{L_m = l_m \times 0.254}{R_S = 0 + R_L} \\ &= \frac{50}{50+50}\,\frac{1.76\times 10^{-7}}{50} \\ &= 1.76\times 10^{-9} \end{aligned}$$

和



（a）使用SPICE子电路模型；（b）传输线模型的预测、使用一段和两段的集总π型模型的预测与实验结果的比较

图9-53 图9-51所示结构的近端串扰传输函数的频域预测

$$M_{NE}^{CAP} = \frac{R_{NE}R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}} \frac{R_L C_m = c_m \times 0.254}{R_S = 0 + R_L} = \frac{50 \times 50}{50+50} \frac{50 \times 5.15 \times 10^{-12}}{50} = 1.29 \times 10^{-10}$$

因此，

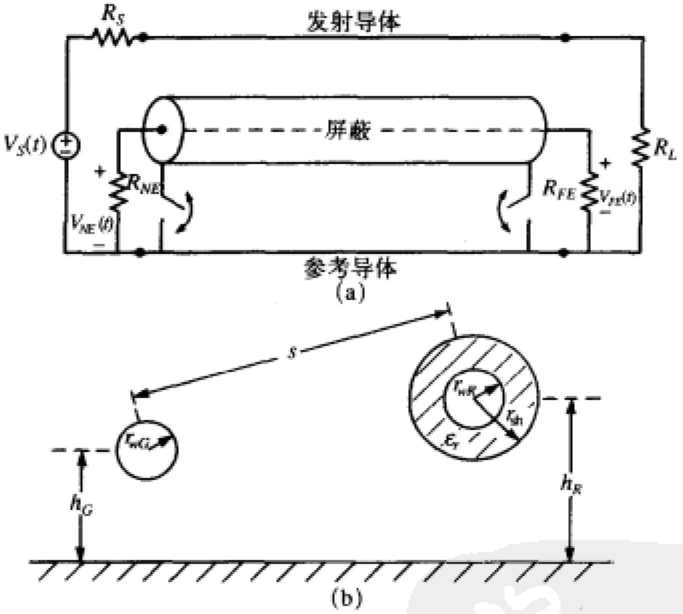
$$\frac{\hat{V}(NE)}{\hat{V}(S)} = \mathrm{j}2\pi f(1.76 \times 10^{-9} + 1.29 \times 10^{-10}) = \mathrm{j}1.18 \times 10^{-8} f$$

计算10kHz时的值为−78.5dB，与SPICE模型的计算值−79dB相比非常接近。类似地，10MHz时，感性−容性耦合模型给出−18.53dB，而SPICE模型的计算值为−20dB左右，两者相比很接近。图9-53b给出了实验结果与在测试频率上的传输线模型（包含损耗）的预测结果的比较。观察实验结果可知，在大约100kHz以下的低频范围内，参考连接盘的阻抗变得很重要，共模阻抗耦合起主要作用。上述的SPICE模型无法修正以适应有耗的情况，所以它不能用来预测串扰的这一重要方面。但是频域中的传输线模型的解可以进行修正以包含损耗[3]。传输线模型预测与实验结果对比的曲线如图9-53b所示，两者有很好的相关性。如图9-53b所示的是集总参数电路近似模型的串扰预测。在此预测中分别用了一个和两个π节来代表整个传输线，结果表明，其预测的精确性与当传输线

644～646 为电短线时（低于100MHz）的频率下传输线模型的预测精确性相同。

9.7 屏蔽导线

现在考虑降低三导体传输线中的串扰的方法。假设上述的三导体传输线的近端和远端串扰超出了规定电平，从而引起了对接收器电路终端的干扰。对导线型传输线有两种常用办法来降低串扰：用屏蔽线或双绞线来代替发射导线和/或接收导线。考虑如图9-54所示，用屏蔽线来代替接收导线。为了举例说明屏蔽线对串扰的影响，这里将无限大地平面作为参考导体，将另一条导线作为参考导体也将给出相同的结论。647



（a）结构；（b）作为参考导体的地平面的横截面结构

图9-54 在接收导线四周加上圆柱形屏蔽层以降低串扰

9.7.1 每单位长度分布参数

发射导线和接收导线每单位长度的电阻r_G和r_R，用一般方法即可计算出来。屏蔽层的电阻r_S取决于结构。对于编织线屏蔽层，可以通过计算一条编织线的电阻并将所有编织线并联，就可以得到其电阻，结果如下[16, 17]：

$$r_S = \frac{r_b}{BW\cos\theta_w} \tag{9.104}$$

式中，r_B是一条编织线的电阻，θ_W是编织角，B是编织线屏蔽层的分段数，W是每段的编织线数。

如用于同轴电缆中的实芯屏蔽层每单位长度阻抗的计算，可以如同具有完善的集肤效应的实芯线那样计算[18, 21]。换句话说，假设屏蔽层电流在屏蔽层横截面上是均匀分布的，所以屏蔽层阻抗为直流电阻：

$$r_S = \frac{1}{\sigma 2\pi r_{SH} t_{SH}} \tag{9.105}$$

式中，r_{SH}是屏蔽层的内径，t_{SH}是屏蔽层的厚度。

使用早期所用的电流通量的方法计算每单位长度的电感很简单。将计算如图9-54b所示的以地平面为参考导体的这些参数。通过将电流置于传输线（或屏蔽层）上，并使其沿其镜像返回，同时计算穿过该电路（在导线和地平面之间）的磁通量，就可以算出自电感。发射电路的自电感简单地说就是以前计算过的地平面上一根导线的自电感（见式（9.31））：

$$l_G = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{2h_G}{r_{wG}}\right) \tag{9.106}$$

类似地，屏蔽接地平面电路的自电感可作为地平面上的一根“粗导线”来计算：

$$l_S = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{2h_R}{r_{SH}+t_{SH}}\right) \tag{9.107}$$

648

式中，r_{SH}是屏蔽层内径，t_{SH}是屏蔽层厚度。接收电路的自电感作为地平面上某导线的自电感（接收器电压被定义为接收导线和地平面之间的电压，接收器电流经地平面返回）计算：

$$l_R = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{2h_R}{r_{wR}}\right) \tag{9.108}$$

发射导线和屏蔽层之间的互电感l_{GS}，发射导线和接收导线之间的互电感l_{GR}用前面计算地平面上两导线之间的互电感的方法来计算（见式（9.35））：

$$l_{GS} = \frac{\mu_0}{4\pi}\ln\left(1+4\frac{h_G h_R}{s^2}\right) = l_{GR} \tag{9.109}$$

为了使两者相等，假设屏蔽层和发射导线相隔很远，在所有这些结果中都隐含了此条件。屏蔽层和接收导线电路之间的互电感为：

$$l_{RS} = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{2h_R}{r_{SH}+t_{SH}}\right) = l_S \tag{9.110}$$

因此，接收导线－地平面电路和屏蔽层－地平面电路之间的互电感l_{RS}与屏蔽层－地平面电路的自电感l_S相等。

649

这一结果非常重要，值得进一步探讨。考虑如图9-55所示的地平面上的屏蔽接收导线。屏蔽电路位于屏蔽层和地平面之间。屏蔽层和接收电路之间的互电感也可以通过下面的方法来求得，在屏蔽层上加上电流再求出穿过接收电路的磁通，或者在接收导线上加上电流并求出穿过屏蔽电路的磁通：

$$l_{RS} = \left.\frac{\psi_S}{I_R}\right|_{I_S=0} = \left.\frac{\psi_R}{I_S}\right|_{I_R=0} \tag{9.111}$$

考虑在接收导线上加上电流并计算穿过屏蔽层－地平面电路的磁通。这可以通过将所有接收导线上的电流加到屏蔽层上来实现，从而$l_{RS}=l_S$。正如将看到的，这一重要结论可允许通过屏蔽层来消除感性耦合。

利用式（9.8）给出的电感矩阵和电容矩阵之间的重要对偶关系可求出电容。屏蔽层内部介质的介电常数为$\varepsilon_r \neq 1$，而外部介质从逻辑上假设为自由空间，其中忽略了发射

导线和屏蔽层周围的任何绝缘介质。因此，屏蔽层和接收导线之间的电容与第4章给出的同轴电缆的电容一样：

$$c_{RS}=\frac{2\pi\varepsilon_0\varepsilon_r}{\ln(r_{SH}/r_{wR})} \tag{9.112}$$

只考虑发射导线和屏蔽层，可以利用均匀媒质中的导线之间的对偶关系得到其他分布电容，如

$$\begin{bmatrix} c_G+c_{GS} & -c_{GS} \\ -c_{GS} & c_S+c_{GS}\end{bmatrix}=\mu_0\varepsilon_0\begin{bmatrix} l_G & l_{GS} \\ l_{GS} & l_S\end{bmatrix}^{-1} \tag{9.113}$$

从图9-56可观察到，屏蔽层的存在可消除自电容和互电容。屏蔽层的作用相当于电力线中的法拉第外壳，使电力线终止于屏蔽层的外表面，而不是终止于屏蔽层内部的导体。因此，发射导线和接收导线之间的互电容为0，即$c_{GR}=0$。类似地，接收电路的自电容也为0，即$c_R=0$。

650

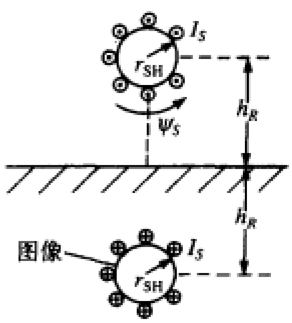


图9-55　对于地平面上的屏蔽线，屏蔽层－地平面电路单位长度自电感的计算

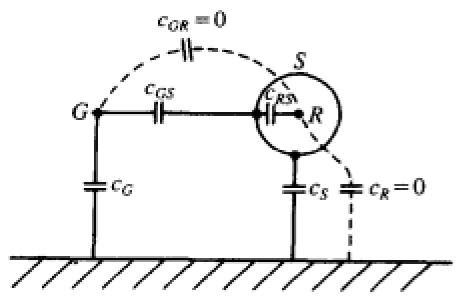


图9-56　地平面上的屏蔽接收导线横截面上的分布电容等效电路

9.7.2　感性耦合和容性耦合

如图9-54所示的屏蔽接收导线结构（四导体传输线）的多导体传输线（MTL）方程可通过计算机建模用数值方法来求解[16~21]。本节将给出这种预测，得到问题的精确解。此外，参考文献[22]中以解析形式用符号代替数字求解了上述MTL方程，这再次表明了对于电短的弱耦合传输线，这里计算的串扰是由互电感引起的感性耦合和由互电容引起的容性耦合之和。

首先考虑图9-57所示电路的容性耦合，仅保留发射导线、屏蔽层和接收导线之间的互电容而忽略自电容c_G和c_S。各元件值是每单位长度的参数与线长的乘积：$C_{RS}=c_{RS}\mathscr{L}$和$C_{GS}=c_{GS}\mathscr{L}$。容性耦合（通过分压）为：

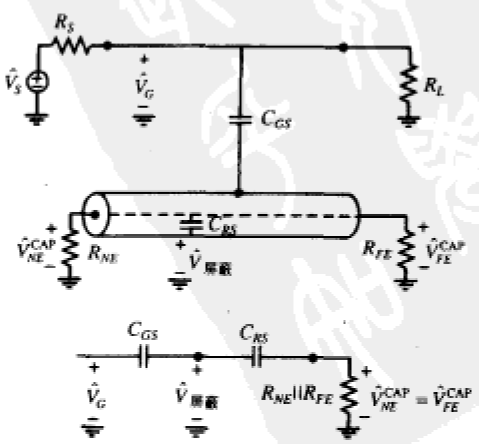


图9-57　如图9-54所示的屏蔽接收导线容性耦合的集总参数等效电路

$$\hat{V}_{NE}^{CAP}=\hat{V}_{FE}^{CAP}=\frac{j\omega RC_{RS}\parallel C_{GS}}{1+j\omega RC_{RS}\parallel C_{GS}}\hat{V}_{G} \quad (9.114)$$

651

其中，

$$R=\frac{R_{NE}R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}} \quad (9.115a)$$

$$C_{RS}\parallel C_{GS}=\frac{C_{RS}C_{GS}}{C_{RS}+C_{GS}} \quad (9.115b)$$

事实上，将两个电容简化为一个像并联电阻一样的串联等效电容，就很容易理解这一结果。对于足够小的频率，上式可简化为：

$$\hat{V}_{NE}^{CAP}=\hat{V}_{FE}^{CAP}\cong j\omega\frac{R_{NE}R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{C_{RS}C_{GS}}{C_{RS}+C_{GS}}\hat{V}_{G_{dc}} \quad (9.116a)$$

和

$$\hat{V}_{G_{dc}}=\frac{R_L}{R_S+R_L}\hat{V}_S \quad (9.116b)$$

这就是发射导线线电压的直流值或“低频值”。结果，这与两导线之间的容性耦合是一样的，两者间的互电容是$C_{RS}||C_{GS}$。因为电容的串联类似于电阻的并联，观察可知，式(9.116a）中的容性耦合与非屏蔽线一样以20dB/10倍频的速率增加。对于典型的屏蔽线有$C_{RS}>>C_{GS}$，因此，$C_{RS}||C_{GS}\cong C_{GS}\cong C_{GR}$。所以，与非屏蔽的情况相比，容性耦合基本不变。

典型地，屏蔽层与参考导体一端或两端相连（“接地”）。可观察到，如果屏蔽层与参考导体一端相连，那么，屏蔽电压就会减少为零，容性耦合将被消除：

$$\hat{V}_{NE}^{CAP}=\hat{V}_{FE}^{CAP}=0\text{（屏蔽层与参考导体任何一端相连）} \quad (9.117)$$

这就是屏蔽线能够消除电场或容性耦合这一概念的起源，其中，电场线开始于发射电路，终止于屏蔽层，而不是接收电路。为了使屏蔽层消除容性耦合，屏蔽电压$\hat{V}_{\text{shield}}$必须为零。对于电短传输线，将屏蔽层任何一端接地将使得沿屏蔽层的电压近似为零。随着传输线电长度的增加，屏蔽层必须多点接地，接地点之间沿屏蔽层相隔约$\lambda/10$以接近上述结果。

652

下面考虑感性耦合。已经知道只要屏蔽层任意一端接地，本质上就能消除容性耦合。而为了消除感性耦合，屏蔽线必须两端接地。为了阐明此观点，考虑如图9-58所示的发射导线的电流所产生的磁场。发射导线电流$\hat{I}_G$在屏蔽层－地平面电路中产生磁通ψ_G。根据法拉第定理，这会在屏蔽电路中感应出一个电动势emf，从而产生沿屏蔽线返回的二次电流$\hat{I}_S$。这个感应屏蔽层中的电流的磁通趋于抵消接收导线中的电流的磁通。这个过程就能使屏蔽线消除感性或磁场耦合。可观察到如果屏蔽层不是两端接地，那么就没有路径可以使$\hat{I}_S$沿屏蔽层返回，而在屏蔽层－接地平面环路中产生与发射导线环路中所产生的磁通相抵消的磁通。所以，如果屏蔽层不是两端接地，那么感性耦合就不能消除。

653

为了定量分析其影响，考虑图9-59所示的感性耦合等效电路。每单位长度参数乘以线长$\mathscr{L}$，就得到该电路中的元件值，如$L_{GR}=l_{GR}\mathscr{L}$，用大写字母表示。根据法拉第定律，发射电路中的电流感应出两个源。接收导线－地平面回路中感应出一个源$j\omega L_{GR}\hat{I}_G$，屏蔽层－接地平面回路中感应出另一个源$j\omega L_{GS}\hat{I}_G$。

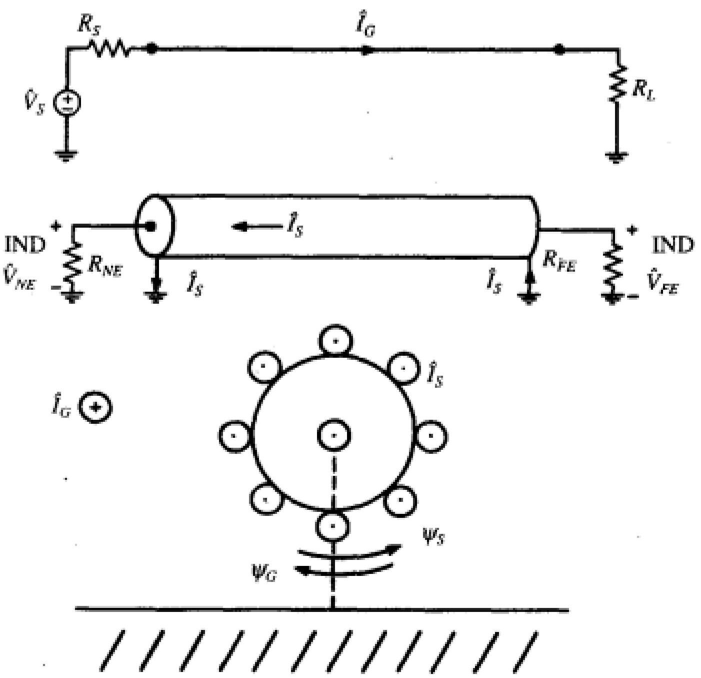


图9-58　接收导线周围屏蔽层的存在对感性耦合的影响举例

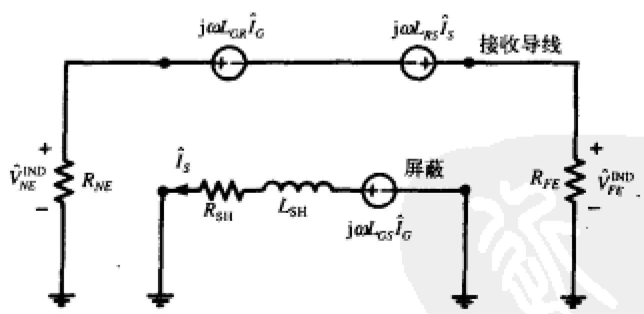


图9-59　如图9-54所示的屏蔽接收导线感性耦合的集总参数等效电路

后面的感应源产生沿屏蔽层返回的电流：

$$\hat{I}_S = \frac{j\omega L_{GS}}{R_{SH} + j\omega L_{SH}} \hat{I}_G \tag{9.118}$$

其中，R_{SH}为屏蔽层的总电阻；$R_{SH} = r_S \mathscr{L}$；L_{SH}为屏蔽层－接地平面回路的总的自电感，$L_{SH} = l_S \mathscr{L}$。作为二次效应，屏蔽层中的感应电流在接收导线－地平面回路中感应电压源$j\omega L_{RS}\hat{I}_S$。近端的感应串扰电压为：

$$\hat{V}_{NE}^{IND} = \frac{R_{NE}}{R_{FE} + R_{NE}} j\omega\left(L_{GR}\hat{I}_G - L_{RS}\hat{I}_S\right) \tag{9.119}$$

将式（9.118）代入式（9.119），得

$$\hat{V}_{NE}^{IND} = \frac{R_{NE}}{R_{FE} + R_{NE}} \frac{j\omega R_{SH} L_{GR} + \omega^2 (L_{GS} L_{RS} - L_{GR} L_{SH})}{R_{SH} + j\omega L_{SH}} \hat{I}_G \tag{9.120}$$

代入前面所得的重要关系式：

$$L_{GR} = L_{GS} \tag{9.121a}$$

$$L_{RS} = L_{SH} \tag{9.121b}$$

得

$$\hat{V}_{NE}^{IND} = \underbrace{\frac{R_{NE}}{R_{FE}+R_{NE}} j\omega L_{GR}\hat{I}_G}_{\text{无屏蔽时的串扰}} \underbrace{\frac{R_{SH}}{R_{SH}+j\omega L_{SH}}}_{\text{屏蔽的影响}} \tag{9.122a}$$

$$\hat{V}_{FE}^{IND} = \underbrace{-\frac{R_{FE}}{R_{FE}+R_{NE}} j\omega L_{GR}\hat{I}_G}_{\text{无屏蔽时的串扰}} \underbrace{\frac{R_{SH}}{R_{SH}+j\omega L_{SH}}}_{\text{屏蔽的影响}} \tag{9.122b}$$

其中，

$$\hat{I}_G = \frac{1}{R_S+R_L}\hat{V}_S \tag{9.122c}$$

是发射电路的直流低频电流。由于传输线假设为电短线，所以该电流沿传输线近似为常数。但在同样情况下，移去屏蔽层以后，式（9.122）的计算结果还要乘上一个因子：

$$\mathrm{SF} = \frac{R_{SH}}{R_{SH}+j\omega L_{SH}} \tag{9.123}$$

该因子可写成

$$\mathrm{SF} = \frac{1}{1+j\frac{f}{f_{SH}}} \tag{9.124a}$$

式中，屏蔽层的拐点频率为：

$$f_{SH} = \frac{R_{SH}}{2\pi L_{SH}} \tag{9.124b}$$

655

因此，该因子近似为：

$$\mathrm{SF} \cong \begin{cases} 1 & (f < f_{SH}) \\ \dfrac{R_{SH}}{j\omega L_{SH}} & (f > f_{SH}) \end{cases} \tag{9.124c}$$

因此，式（9.122）中的感性耦合的作用可归纳为三种情况：

情况I：屏蔽层两端均不接地：

$$\hat{V}_{NE}^{IND} = j\omega\left\{\frac{R_{NE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{L_{GR}}{R_S+R_L}\right\}\hat{V}_S \tag{9.125a}$$

$$\hat{V}_{FE}^{IND} = j\omega\left\{-\frac{R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{L_{GR}}{R_S+R_L}\right\}\hat{V}_S \tag{9.125b}$$

屏蔽层两端均不接地将不能使屏蔽层上的电流沿屏蔽层返回而产生相抵消的磁通。

情况II：屏蔽层两端接地，且$f<f_{SH}$：

$$\hat{V}_{NE}^{IND} = j\omega\left\{\frac{R_{NE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{L_{GR}}{R_S+R_L}\right\}\hat{V}_S \tag{9.126a}$$

$$\hat{V}_{FE}^{IND} = j\omega\left\{-\frac{R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{L_{GR}}{R_S+R_L}\right\}\hat{V}_S \tag{9.126b}$$

情况III：屏蔽层两端接地，且$f>f_{SH}$：

$$\hat{V}_{NE}^{IND}=\frac{R_{NE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{L_{GR}}{R_S+R_L}\frac{R_{SH}}{L_{SH}}\hat{V}_S \tag{9.127a}$$

$$\hat{V}_{FE}^{IND}=-\frac{R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{L_{GR}}{R_S+R_L}\frac{R_{SH}}{L_{SH}}\hat{V}_S \tag{9.127b}$$

观察情况III，屏蔽层两端接地，频率高于屏蔽层的拐点频率，即$f>f_{SH}$，式（9.124c）中的屏蔽系数在分母有jω，抵消了将屏蔽层移去后的耦合表达式中的jω。因此，串扰与频率无关，高于此频率时变得平坦。 656

以下定性描述这种影响。当$f<f_{SH}$时，发射电流会寻找一条阻抗最低的返回路径来通过地平面，因此，该电流产生的磁通会穿过整个接收电路。当$f>f_{SH}$时，发射电流会寻找一条阻抗最低的路径沿屏蔽层返回，而不再通过地平面，$\hat{I}_S=\hat{I}_G$，见参考文献[16－21]。等式（9.118）证明了这一点。当$f>f_{SH}$时，式（9.118）表明$\hat{I}_S=(L_{GS}/L_{SH})\hat{I}_G$。

后面将表明$L_{GR}=L_{GS}\cong L_{SH}$，因此，发射电流的大部分沿屏蔽层返回而不是沿地面返回，导致随着频率的升高，没有净磁通量穿过接收电路，如图9-60所示。

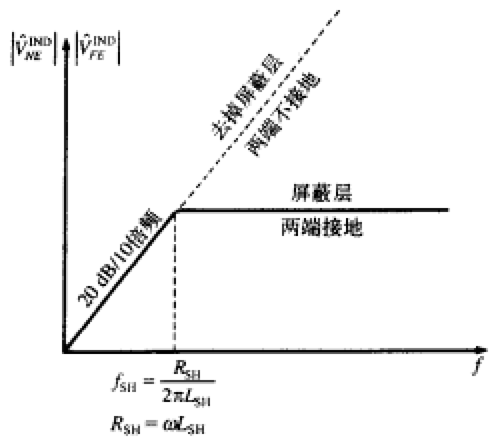


图9-60　屏蔽层接地对屏蔽线感性耦合的影响

总的串扰传输函数是感性耦合和容性耦合之和：

$$\frac{\hat{V}_{NE}}{\hat{V}_S}=\frac{\hat{V}_{NE}^{IND}}{\hat{V}_S}+\frac{\hat{V}_{NE}^{CAP}}{\hat{V}_S} \tag{9.128a}$$

$$\frac{\hat{V}_{FE}}{\hat{V}_S}=\frac{\hat{V}_{FE}^{IND}}{\hat{V}_S}+\frac{\hat{V}_{FE}^{CAP}}{\hat{V}_S} \tag{9.128b}$$

总之，如果屏蔽层至少一端接地，那么容性耦合将为零。只有当屏蔽层两端都接地且频率大于屏蔽层的拐点频率，即$f>f_{SH}=R_{SH}/2\pi L_{SH}$时，感性耦合才会受屏蔽层的影响。 657

9.7.3　屏蔽层接地的影响

为了举例说明这些结论，来考虑一些实验结果。考虑图9-61所示的屏蔽接收电路。线长为3.6576m（12ft），导线高于地平面1.5cm。用来强调感性耦合和容性耦合的两个终端电阻值为：$R=50\Omega$和$R=1\text{k}\Omega$。发射导线和屏蔽绝缘层接触，相隔约0.2cm。这在图中被称为分离：接触。发射导线是20#规格的实芯线（$r_{wG}=15\text{mil}$）。屏蔽线的特性阻抗为$r_{wR}=15\text{mil}$（22#规格，7×30），$\varepsilon_r=2.1$（聚四氟乙烯），$r_{sh}=35\text{mil}$，$r_{braid}=2.5\text{mil}$（36#规格的导线），$\theta_w=30°$，$B=16$，$W=4$，$t_{SH}\cong 5\text{mil}=2r_{braid}$。屏蔽层的电阻为： 658

$$R_{SH}=\frac{\mathscr{L}}{\sigma\pi r_{braid}^2 BW\cos\theta_w}$$
$$=89.8\,\text{m}\Omega$$

将式（9.106）~式（9.110）中给出的每单位长度电感乘以线长$\mathscr{L}$可得总的电感：

$$L_G = 3.15\,\mu H$$
$$L_R = 3.19\,\mu H$$
$$L_{SH} = 2.48\,\mu H$$
$$L_{GR} = 1.98\,\mu H = L_{GS}$$

式（9.112）乘以线长可得到电容C_{RS}为：

$$C_{RS} = 503.6\text{pF}$$

由式（9.113）可得到互电容C_{GS}为：

$$C_{GS} = \frac{l_{GS}\mathscr{L}}{v_0^2(l_G l_S - l_{GS}^2)} = 76.3$$

由屏蔽层时间常数给出的拐点频率为：

$$f_{SH} = \frac{R_{SH}}{2\pi L_{SH}} = 5.8$$

随着屏蔽层的移去，发射导线和接收导线间的互电感并未改变，$L_{GR} = 1.98\mu H$，但是互电容必须重新计算为：

$$C_{GR} = \frac{l_{GR}\mathscr{L}}{v_0^2(l_G l_R - l_{GR}^2)} = 48.2$$

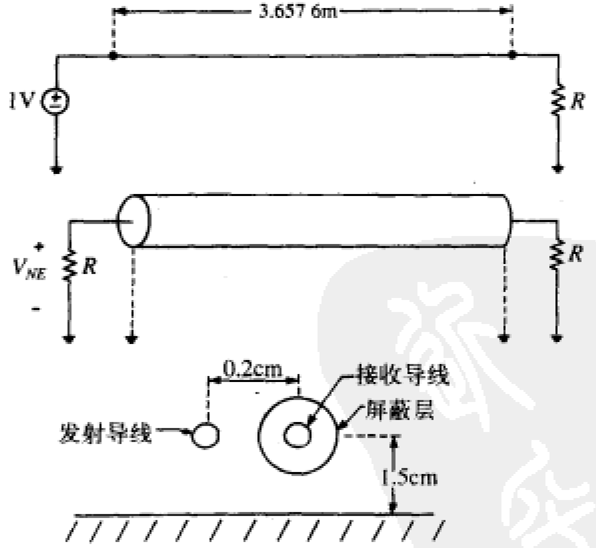
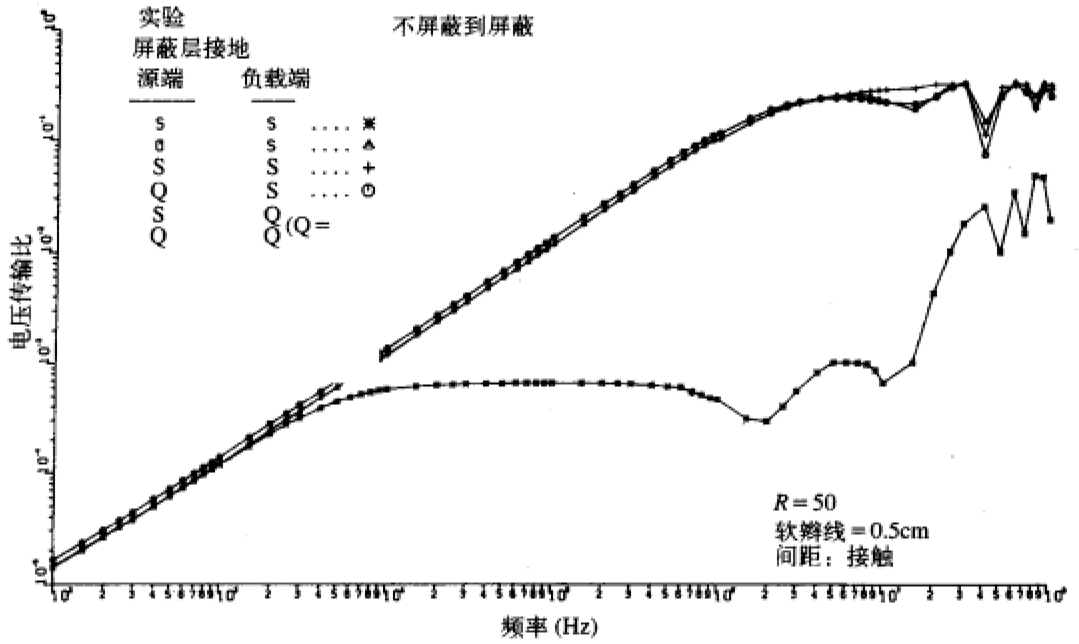


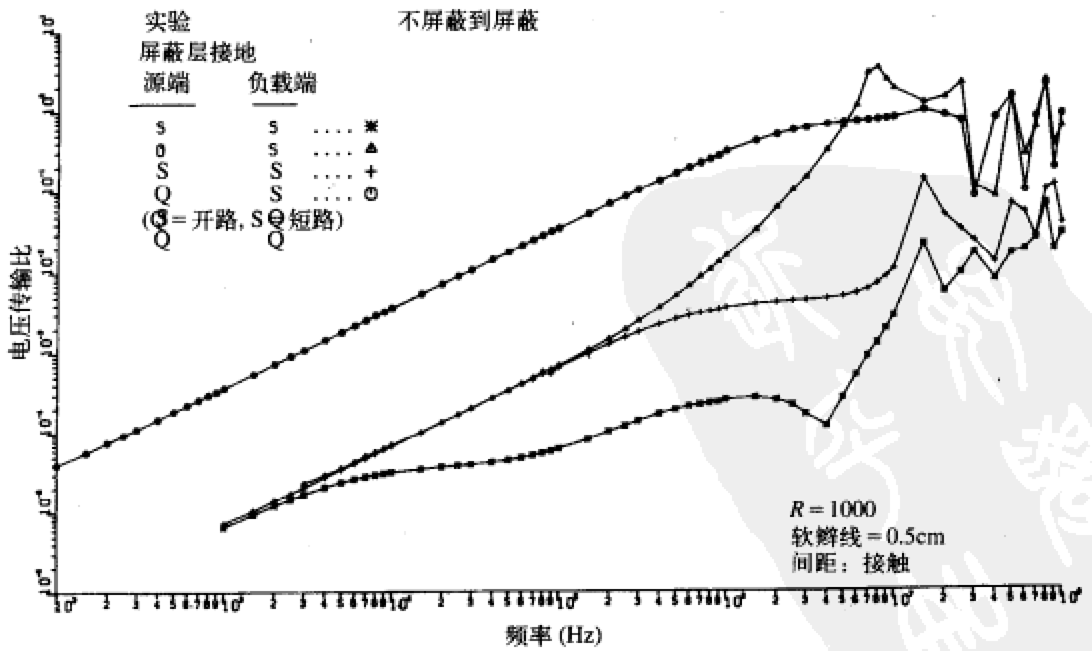
图9-61 屏蔽层接地对屏蔽线串扰的影响

$R_S = 0$且$R_L = R_{NE} = R_{FE} = R$时的实验结果在$R = 50\Omega$时如图9-62a所示，当$R = 1\text{k}\Omega$时如图9-62b所示。结果给出了四种屏蔽层接地情况下的近端串扰传输比的幅度测量值，即$|\hat{V}_{NE}/\hat{V}_S|$。屏蔽层终端用“O”表示意味着“开路”，用“S”表示意味着“与地短路”。屏蔽层存在但哪端都不接地的结果用“OO”表示。屏蔽层左端（源端）接地右端（负载端）不接地的结果用“SO”表示，而屏蔽层右端（负载端）接地左端（源端）不接地的结果用“OS”表示，屏蔽层两端接地的结果用“SS”表示。

659



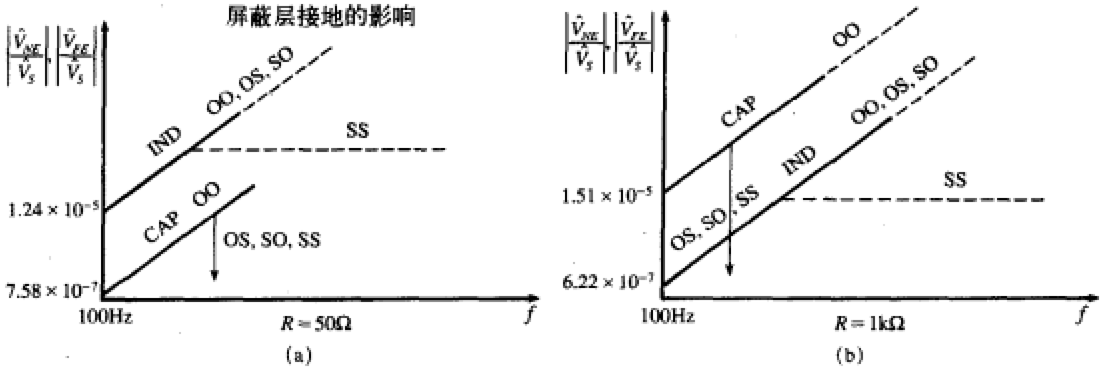
(a)



(b)

(a) $R=50\Omega$, (b) $R=1k\Omega$

图9-62 对图9-61所示结构分别在屏蔽层未接地，屏蔽层左端接地，屏蔽层右端接地，屏蔽层两端都接地时测得的近端串扰



(a) $R=50\Omega$，(b) $R=1\text{k}\Omega$

图9-63 根据感性耦合和容性耦合解释图9-61所示的实验结果中屏蔽层接地的影响

图9-62中的结果可参照图9-63来解释，串扰传输比为：

$$\frac{\hat{V}_{NE}}{\hat{V}_S}=\text{j}2\pi f[M_{NE}^{\text{IND}}+M_{NE}^{\text{CAP}}]$$

$$\frac{\hat{V}_{FE}}{\hat{V}_S}=\text{j}2\pi f[M_{FE}^{\text{IND}}+M_{FE}^{\text{CAP}}]$$

如果屏蔽层哪端都不接地，那么容性耦合本质上与屏蔽层移去时相同，因为$C_{RS}\|C_{GS}\cong C_{GS}\cong C_{GR}$：

$$M_{NE}^{\text{CAP}}=M_{FE}^{\text{CAP}}=\frac{R_{NE}R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{C_{RS}C_{GS}}{C_{RS}+C_{GS}}\frac{R_L}{(R_S=0)+R_L}=\frac{R}{2}\frac{C_{RS}C_{GS}}{C_{RS}+C_{GS}}\cong\frac{R}{2}C_{GR}\qquad \text{OO}$$

如果屏蔽层至少有一端接地，那么容性耦合可消除。

$$M_{NE}^{\text{CAP}}=M_{FE}^{\text{CAP}}=0\qquad \text{OS, SO, SS}$$

接下来考虑感性耦合。如果屏蔽层两端都不接地，那么感性耦合本质上与屏蔽层移去后相同，因为没有电流返回的路径：

$$M_{NE}^{\text{IND}}=\frac{R_{NE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{L_{GR}}{(R_S=0)+R_L}=\frac{L_{GR}}{2R}\qquad \text{OO, OS, SO}$$

$$M_{FE}^{\text{IND}}=-\frac{R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{L_{GR}}{(R_S=0)+R_L}=-\frac{L_{GR}}{2R}\qquad \text{OO, OS, SO}$$

660 ~ 662

如果屏蔽层两端接地，那么屏蔽系数为：

$$\text{SF}=\frac{1}{1+\text{j}\dfrac{f}{f_{\text{SH}}}}$$

其中，屏蔽系数的拐点频率为：

$$f_{\text{SH}}=\frac{R_{\text{SH}}}{2\pi L_{\text{SH}}}=5.8$$

乘以感性耦合，得

$$M_{NE}^{\text{IND}}=\frac{R_{NE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{L_{GR}}{(R_S=0)+R_L}\text{SF}=\frac{L_{GR}}{2R}\text{SF}\qquad \text{SS}$$

$$M_{FE}^{\text{IND}}=-\frac{R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}\frac{L_{GR}}{(R_S=0)+R_L}\text{SF}=\frac{-L_{GR}}{2R}\text{SF}\qquad \text{SS}$$

地平面上绝缘的发射导线的特性阻抗可以计算出来为$Z_{CG}=v_0 l_G=258\Omega$，$Z_{CR}=v_0 l_R=262\Omega$。因此，随着屏蔽层移去，感性耦合与容性耦合相比占主导地位。但对于$R=1\text{k}\Omega$负载，容性耦合占主导地位。

首先考虑如图9-62a所示的情况，在图9-63a中分析。如果屏蔽层包围接收导线但哪端都不接地（OO），那么串扰实际上与没有屏蔽层时相同。屏蔽层包围接收导线并至少有一端接地，则可消除容性耦合：

$$M_{NE}^{CAP}=0 \qquad \text{OS, SO, SS}$$

由于对于$R=50\Omega$的负载，当没有屏蔽层时感性耦合相比容性耦合占主导地位，所以串扰没有降低：

$$\frac{\hat{V}_{NE}}{\hat{V}_S}=\text{j}2\pi f M_{NE}^{IND}=\text{j}2\pi f\frac{L_{GR}}{2R} \qquad \text{OO, OS, SO}$$

如果屏蔽层两端接地，那么该式应乘以屏蔽系数：

663~664

$$M_{NE}^{IND}=\frac{L_{GR}}{2R}\frac{1}{1+\text{j}\dfrac{f}{f_{SH}}} \qquad \text{SS}$$

当频率低于f_{SH}时，屏蔽系数为1，所以即使屏蔽层两端接地也不会影响感性耦合：

$$\frac{\hat{V}_{NE}}{\hat{V}_S}=\text{j}2\pi f M_{NE}^{IND}=\text{j}2\pi f\frac{L_{GR}}{2R} \qquad SS \qquad f<f_{SH}=5.8$$

频率高于拐点频率时，屏蔽系数为：

$$\text{SF}\cong\frac{R_{SH}}{\text{j}\omega L_{SH}} \qquad f>f_{SH}=5.8$$

感性耦合为常数：

$$\frac{\hat{V}_{NE}}{\hat{V}_S}=\text{j}2\pi f M_{NE}^{IND}\,SF=\text{j}2\pi f\frac{L_{GR}}{2R}\frac{R_{SH}}{\text{j}2\pi f L_{SH}}=\frac{L_{GR}}{2R}\frac{R_{SH}}{L_{SH}} \qquad SS \qquad f>f_{SH}=5.8$$

因此，对于两端接地的屏蔽层和频率高于拐点频率时，串扰与频率无关。在频率高于$f_{SH}=5.8\text{kHz}$时，串扰电平在7.17×10^{-4}左右。如图9-62a所示的结果可证明这一关系是正确的。

复习题9.9 计算$R=50\Omega$时，在100kHz时的串扰传输比，并与实验结果比较。

答案：OO $1.348\times10^{-2}(1.3\times10^{-2})$，OS，SO $1.24\times10^{-2}(1\times10^{-2})$，SS $7.17\times10^{-4}(7\times10^{-4})$。

接下来考虑如图9-62b所示的$R=1\text{k}\Omega$的情况，并在图9-63b中分析。在这种情况下，当移去屏蔽层时，容性耦合与感性耦合相比占主导地位。将屏蔽层包围接收导线且至少一端接地可消除容性耦合：

665

$$M_{NE}^{CAP}=0 \qquad OS, SO, SS$$

由于当移去屏蔽层后，容性耦合与感性耦合相比占主导地位，所以总的串扰主要是感性耦合：

$$\frac{\hat{V}_{NE}}{\hat{V}_S}=\text{j}2\pi f M_{NE}^{IND}=\text{j}2\pi f\frac{L_{GR}}{2R} \qquad \text{OO, OS, SO}$$

如果屏蔽层两端接地，那么该式乘以屏蔽系数后，得

$$M_{NE}^{\mathrm{IND}} = \frac{L_{GR}}{2R}\frac{1}{1+\mathrm{j}\dfrac{f}{f_{SH}}} \qquad \mathrm{SS}$$

对于低于f_{SH}的频率，屏蔽系数是1，即使屏蔽层两端接地，感性耦合也不受影响：

$$\frac{\hat{V}_{NE}}{\hat{V}_S} = \mathrm{j}2\pi f M_{NE}^{\mathrm{IND}} = \mathrm{j}2\pi f\frac{L_{GR}}{2R} \qquad \mathrm{SS} \qquad f < f_{SH} = 5.8$$

高于拐点频率时，屏蔽系数为：

$$\mathrm{SF} \cong \frac{R_{SH}}{\mathrm{j}\omega L_{SH}} \qquad f > f_{SH} = 5.8$$

感性耦合变成常数：

$$\frac{\hat{V}_{NE}}{\hat{V}_S} = \mathrm{j}2\pi f M_{NE}^{\mathrm{IND}}\mathrm{SF} = \mathrm{j}2\pi f\frac{L_{GR}}{2R}\frac{R_{SH}}{\mathrm{j}2\pi f L_{SH}} = \frac{L_{GR}}{2R}\frac{R_{SH}}{L_{SH}} \qquad \mathrm{SS} \qquad f > f_{SH} = 5.8$$

因此，对于两端接地的屏蔽层在频率高于拐点频率时，串扰与频率无关。因此，$f>f_{SH}=5.8\mathrm{kHz}$时，串扰电平为3.59×10^{-5}左右。图9-62b所示的结果证明了这一点。当频率高于100kHz时，串扰开始增加。可在下一节中看到这是由于终端的“软辫线”（暴露部分）的影响。从图9-62b还可以观察到$R=1\mathrm{k}\Omega$时，屏蔽层右端（OS）接地时的串扰开始不同于并且是大于屏蔽层左端（SO）接地的串扰，频率大约在200kHz左右。这是因为这时传输线开始成为电长线（在200kHz，线长为$\mathscr{L}\cong\lambda_0/400$），因此，在接地的屏蔽层右端测量串扰电压时会使该端的屏蔽层电压为0，屏蔽层右端接地会使该端的屏蔽层电压为0，但左端的电压未必为0。

666

复习题9.10 计算R＝1kΩ时在100kHz上的串扰传输比，并与实验结果相比较。

答案：OO $2.144\times10^{-2}(3\times10^{-2})$，OS，SO $6.22\times10^{-4}(6\times10^{-4})$，SS 3.59×10^{-5} (5×10^{-5})。

无论屏蔽层是加在接收导线周围还是加在发射导线周围[19, 20, 22]，以上结果都是正确的。如果屏蔽层同时加在发射导线和接收导线周围，其结果本质上不会改变，因为容性耦合会因任一屏蔽层的任一端接地而被消除。感性耦合是移去两个屏蔽层后的感性耦合与两个式（9.123）形式的屏蔽系数的乘积[19, 20]。总之，将屏蔽层任一端与参考导体相连都能消除容性耦合。为了影响感性耦合，屏蔽层必须与参考导体两端相连。在高于屏蔽层拐点频率$f_{SH}=R_{SH}/2\pi L_{SH}$的频率范围内感性耦合将会变成一个常数。

9.7.4 软辫线的影响

“软辫线”一词通常用来指屏蔽层接地所需的断开处端接的导线。屏蔽层的连接常常利用另一根导线（软辫线）将屏蔽层与连接器的管脚相连，如图9-64所示。这使得内部的屏蔽导线具有软辫线长度的一段暴露出来，大于5in的软辫线不常见。

被暴露的软辫线部分会使在软辫线长度内的内部屏蔽导线发生直接耦合。对于电短传输线，我们在电缆的终端叠加两条软辫线部分的耦合和屏蔽层部分的耦合（在前面章节中考虑过），如图9-65所示。如果传输线为电短传输线，那么可以将终端阻抗反映到每部分的端点，并将各个耦合当作独立问题来处理，例如[16, 23]：

$$\hat{V}_{NE} = \hat{V}_{NE}^{\text{left pigtail}} + \hat{V}_{NE}^{\text{shielded section}} + \hat{V}_{NE}^{\text{right pigtail}} \tag{9.129}$$

利用前面的方法可以计算其中每一个变量。每个变量都是感性耦合和容性耦合分量之和。如果屏蔽层单端接地，那么电容性耦合将从$\hat{V}_{NE}^{\text{shielded section}}$中消去。

667

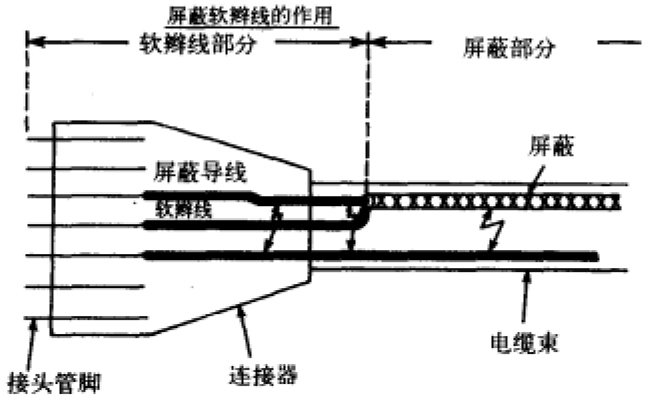


图9-64　在电缆连接器中用于端接屏蔽层的“软辫线”

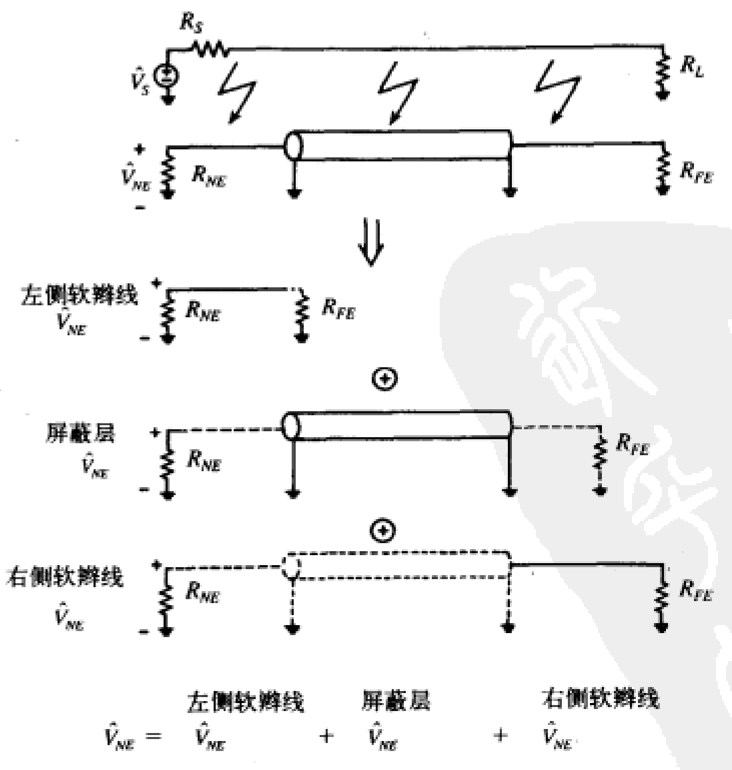


图9-65　对每部分的感性耦合和容性耦合进行叠加以计算软辫线对串扰的影响的近似方法

作为一个实验例子，考虑前面为解释屏蔽所给出的实验。将研究屏蔽层两端接地时在两种终端阻抗$R=50\Omega$和$R=1\text{k}\Omega$情况下的近端串扰传输函数。电缆两端的软辫线部分将用到三种长度，如图9-66所示。第一种长度为0.5cm，由于没有使用屏蔽层的外围连接，其长度有理由做到尽可能小。第二种长度为3cm，只占传输线总长度的1.6%。第三种长度是8cm，只占传输线总长度的4.4%。实验数据如图9-67所示。在图9-67中可观察，当$R=50\Omega$，频率在1MHz以上时最长的软辫线导致的串扰比最短的软辫线大30dB。其原因如图9-68所示，其中的各分量在（9.129）式中给出。在100kHz以下，软辫线部分的串扰呈感性，并且比屏蔽线部分的串扰要小得多。在屏蔽层拐点频率（6kHz）以上，发射导线电流将沿屏蔽层返回，屏蔽线部分的耦合曲线变平。而软辫线的耦合继续以20dB/10倍频的速度增加，并且在100kHz以上大于屏蔽线部分的耦合。对于$R=1\text{k}\Omega$的情况，如图9-67b所示，会看到类似的结果，但是它扩展到了比$R=50\Omega$时更低的频率。这是因为$R=1\text{k}\Omega$时屏蔽线部分的感性耦合降到了一个低得多的电平，在很低的频率上软辫线部分的耦合开始占主导地位。 668

结果是软辫线降低了所能获得的屏蔽线的屏蔽效能。如果屏蔽层在每一端都进行外围连接，那么就不会导致内部屏蔽线的暴露。软辫线不能消除屏蔽层的作用，它们只是降低了屏蔽层的理想性能。

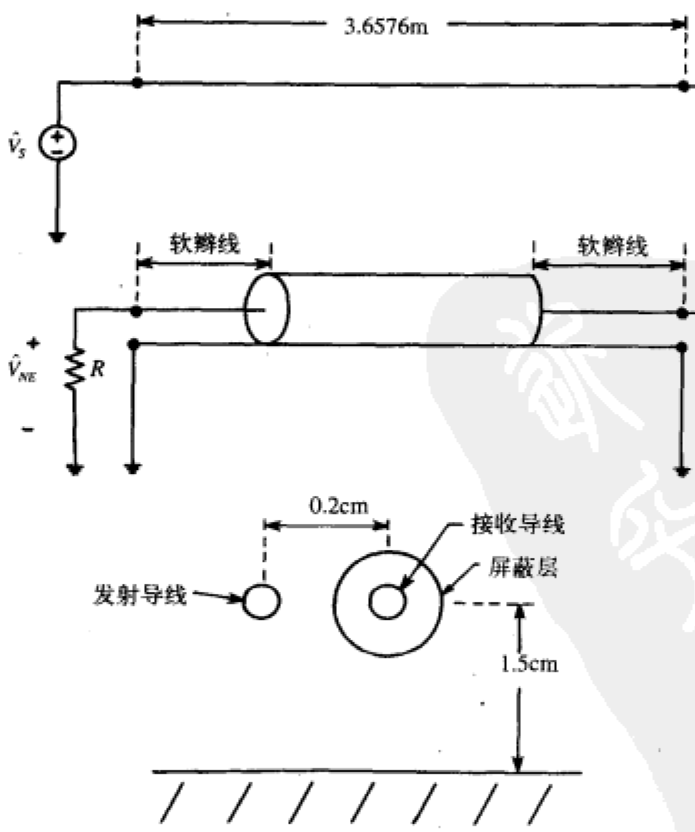
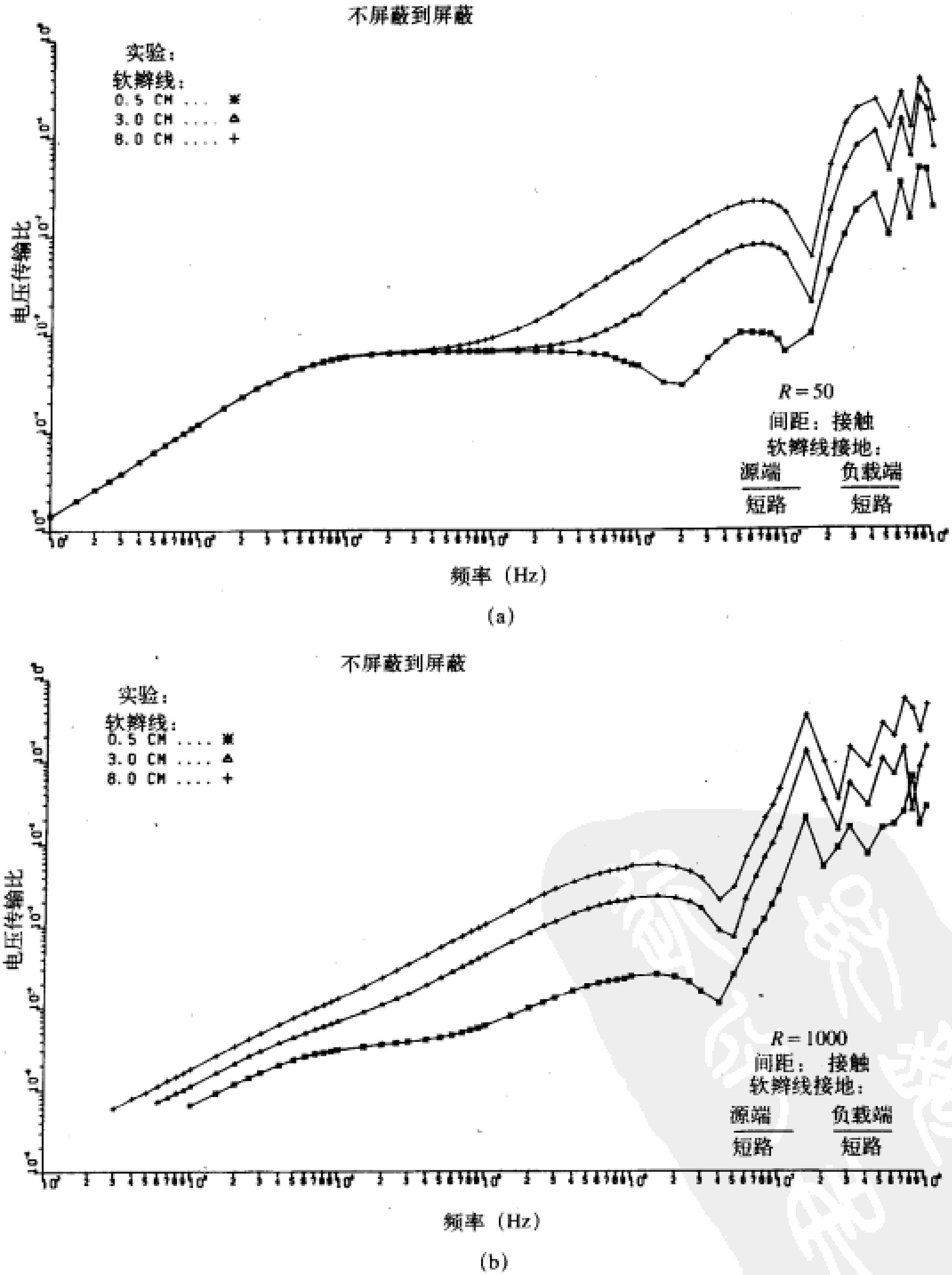


图9-66 举例说明软辫线长度对串扰的影响的实验



（a）$R=50\Omega$；（b）$R=1\text{k}\Omega$

图9-67　如图9-66所示结构中软辫线长度分别为0.5cm、3cm和8cm时的实验结果

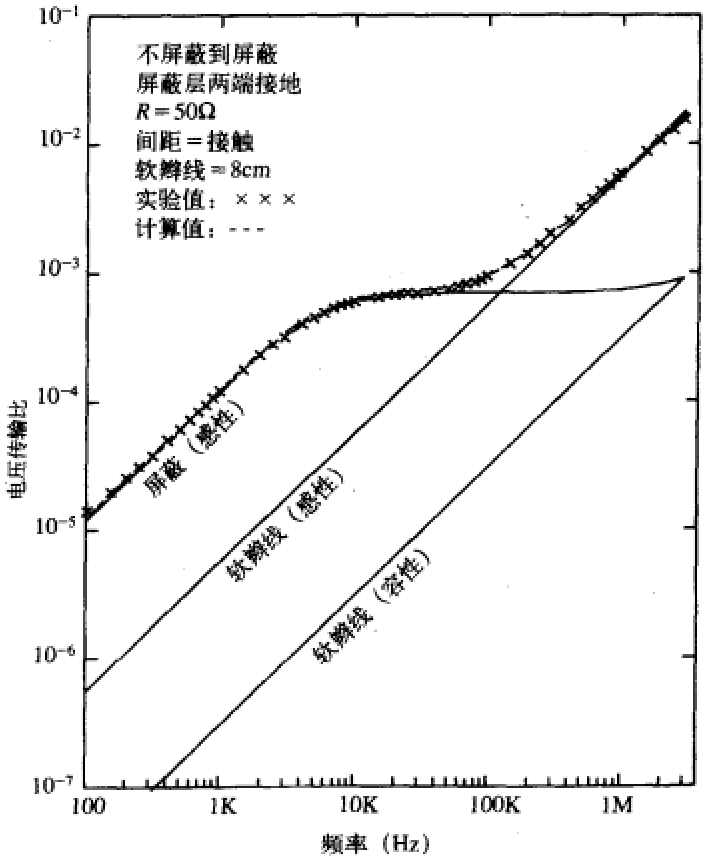


图9-68 根据图9-65得到的关于如图9-66所示结构的当软辫线长度为8cm，$R=50\Omega$时的近端串扰

9.7.5 多层屏蔽的作用

观察到，如果屏蔽层的一端或两端与参考导体相连，那么围绕导线的屏蔽层的作用是消除容性耦合。当且仅当屏蔽层的两端都与参考导体相连时，在拐点频率$f_0=R_{SH}/2\pi L_{SH}$以上，屏蔽层将起到降低感性耦合的作用。

669

假设在发射导线和接收导线上都加上了屏蔽层，同时也假设每个屏蔽层的两端都与参考导体相连。那么，容性耦合将被消除，接下来继续考虑感性耦合。移去屏蔽层后，感性耦合将被两项相乘，分别是式（9.123）中的两项。因此，总的耦合呈感性，由下式给出[16, 19, 20, 23]：

$$\frac{\hat{V}_{NE,FE}}{\hat{V}_S}=\underbrace{\frac{\hat{V}^{IND}_{NE,FE}}{\hat{V}_S}}_{\text{移去两个屏蔽层}}\frac{R_{SHG}}{R_{SHG}+j\omega L_{SHG}}\frac{R_{SHR}}{R_{SHR}+j\omega L_{SHR}} \tag{9.130}$$

其中，R_{SHG}和L_{SHG}（R_{SHR}和L_{SHR}）为发射电路（接收电路）屏蔽层的总电阻和自电感，因此串扰传输比将如图9-69所示，其拐点频率给出为：

$$f_{SHG} = \frac{R_{SHG}}{2\pi L_{SHG}} \tag{9.131a}$$

$$f_{SHR} = \frac{R_{SHR}}{2\pi L_{SHR}} \tag{9.131b}$$

所以，两导线上屏蔽层的存在（两端接地）将导致串扰在第二个拐点频率以上以−20dB/10倍频的速率下降。

为了举例说明屏蔽层的作用，这里给出实验观测结果：(a) 无屏蔽；(b) 接收导线屏蔽；(c) 发射导线和接收导线都屏蔽。实验布置的剖面结构如图9-70所示。发射导线和接收导线之间的间距为$s=1.5$cm，在图中表示为“间距：宽度”。两个屏蔽层的软辫线长度都是8cm。其他间距和软辫线长度的数据见参考文献[19，20]。$R=50\Omega$时的实验数据如图9-71所示。由于两个屏蔽层是相同的，且离地高度相同（$h=1.5$cm），$R_{SHG}=R_{SHR}$且$L_{SHG}=L_{SHR}$，所以拐点频率是相同的，$f_{SHG}=f_{SHG}\cong 6$kHz。在这些实验数据中，如图9-60所示的单线屏蔽和如图9-69所示的双线屏蔽的感性耦合特性是显而易见的。观察可知，对于双线屏蔽的情况，以−20dB/10倍频速率减小的特性可扩展到100kHz。高于该频率，其响应以20dB/10倍频的速率升高。这显然是由于8cm长的软辫线部分的耦合开始起主导作用了。

670～674

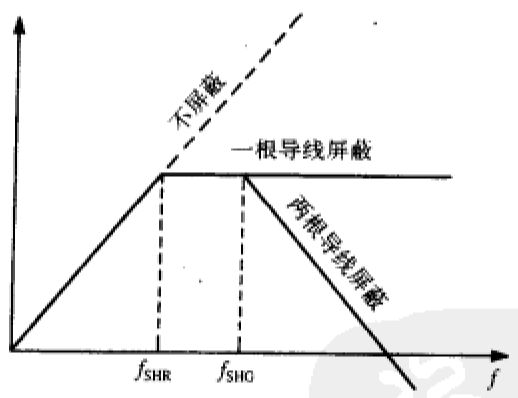
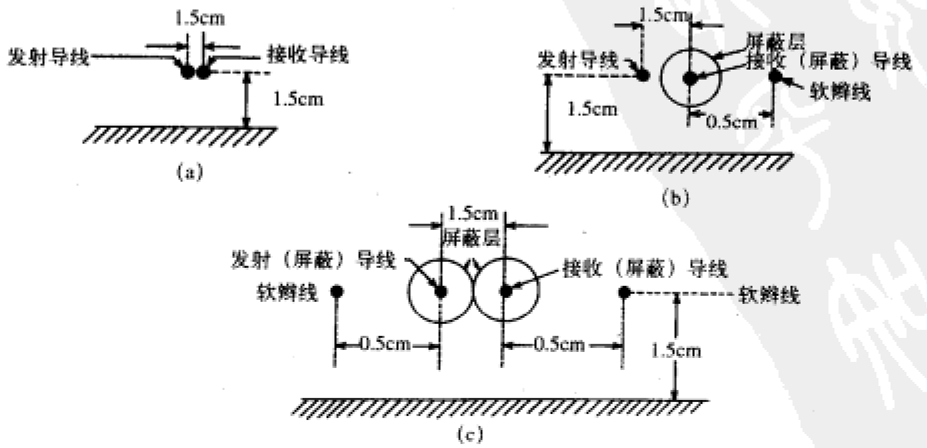


图9-69　无屏蔽，单线屏蔽（发射导线或接收导线）和两导线都屏蔽时串扰的频率响应



(a) 非屏蔽到非屏蔽；(b) 非屏蔽到屏蔽；(c) 屏蔽到屏蔽

图9-70　无屏蔽，单线屏蔽和两导线都屏蔽时用以说明屏蔽层作用的实验布置的剖面图

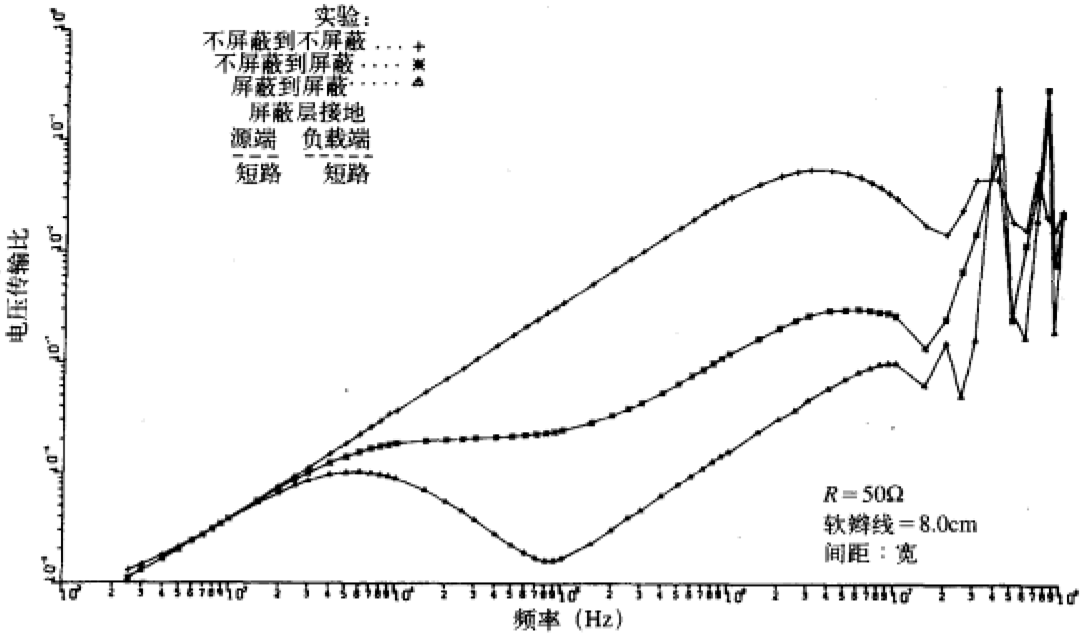


图9-71 如图9-70所示结构中$R=50\Omega$，软辫线长为8cm时的实验结果

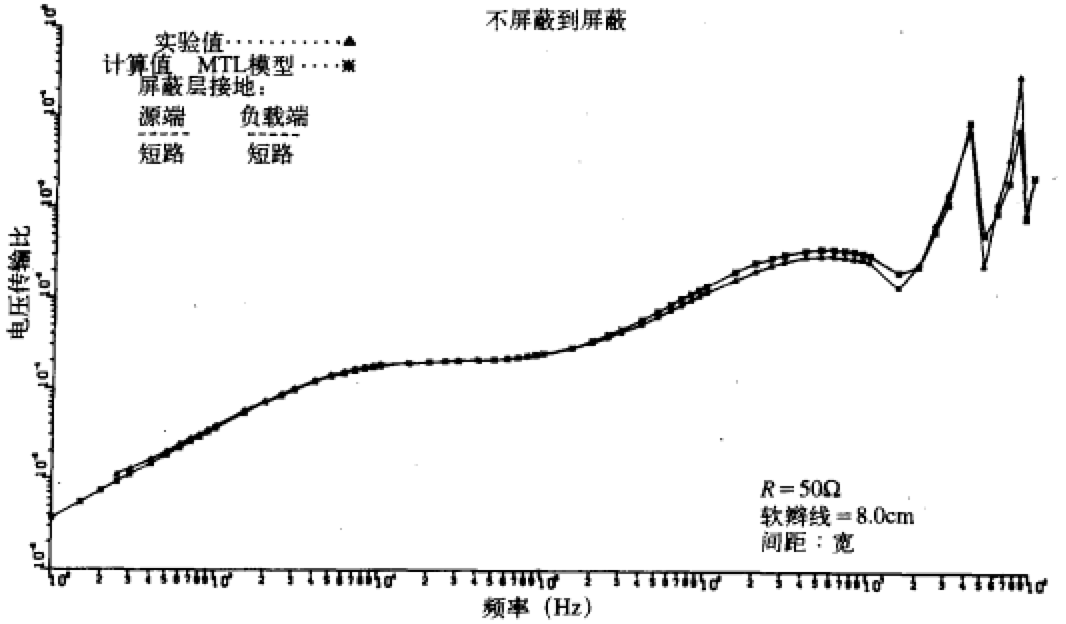
9.7.6 MTL模型预测

多导体传输线（MTL）方程的精确解在参考文献[16，19，20，23]中已经描述过了。其求解方法就是将两个软辫线部分和屏蔽线部分作为级联的传输线来处理，求解每部分的精确链参数矩阵（CPM）。将这些链参数矩阵相乘（按合理顺序）就可以给出整个传输线的CPM。综合终端条件[3，4，20，23]以求解终端电压。参考文献[20]中描述的FORTRAN计算机程序已经实现了这一步，该程序考虑了很多非理想因素，如通过屏蔽层上开孔的耦合。为了举例说明这种精确求解方法的预测精确性，在图9-71中给出了预测数据。对于$R=50\Omega$接收导线单线屏蔽的结果如图9-72a所示，发射导线和接收导线均屏蔽的结果如图9-72b所示。屏蔽层均为两端接地，每端的软辫线的长度为8cm，发射电路和接收电路间隔1.5cm（间距：宽）。MTL模型显示了对实验结果的很好预测。 675

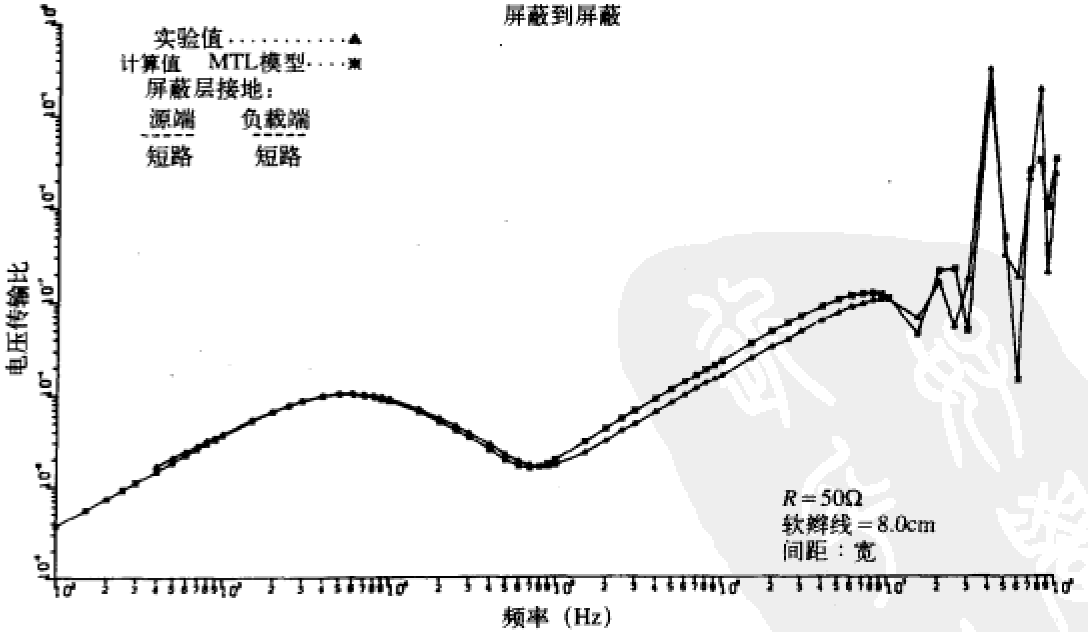
9.8 双绞线

现在将注意力转移到应用双绞线来减小串扰。双绞线按下述意义就是一对屏蔽线。可观察到只要屏蔽层的任意一端与参考导体相连，接收导线加上屏蔽层后本质上就可以减小容性耦合或者电场耦合。为了减小感性耦合，屏蔽层必须与参考导体两端相连，以使电流可以沿屏蔽层返回而产生一个反向磁通来抵消发射导线电流所产生的磁通。用双绞线代替接收导线，其中一根导线用作接收电路的回路，从本质上说可以减小感性耦合或者磁场耦合。当且仅当双绞线的两端相对于参考导体平衡时，才能降低容性耦合。

实际上双绞线是双螺旋线。为了建立双绞线的模型，将其近似为如图9-73所示的环路的级联。双绞线减小感性耦合或磁场耦合的本质如下：考虑发射导线电流产生的磁通。



(a)



(b)

(a) 接收导线单线屏蔽；（b）发射导线和接收导线双线屏蔽

图9-72　如图9-70所示结构应用传输线模型的预测结果与实验结果的对比

该磁通穿过双绞线环，在每个环中感应出电动势。但是因为这些环的极性是可选择的，感应电动势趋于抵消相邻环中的电动势。因此，接收电路（双绞线）中的净感应电动势

是$1\frac{1}{2}$个扭绞的电动势（一个环指$1\frac{1}{2}$个扭绞）。本质上，扭绞不会影响容性耦合。

如图9-74所示是一个简单的双绞线拓扑模型。再次以地平面作为参考导体来举例说明该模型假设双绞线可以近似为垂直面（或水平面）中可选择的矩形环的级联。对这种用双螺旋线近似的精确的传输线模型的求解在参考文献[24～26]中给出，它是通过对长度用表示为$\mathscr{L}_{HT}$的，沿相邻的具有本节所给出的链参数矩阵（CPM）的发射导线的每个1/2扭绞建模来求解的。级联后总的链参数矩阵是所有1/2扭绞部分的链参数矩阵的乘积，在这些1/2扭绞之间的连接处链参数矩阵具有正确的逆矩阵。这类似于在前面章节中用到的对带有软辫线的屏蔽导线的处理方法。读者可以参考文献[24，26]中对传输线模型的实现。精确的MTL模型预测将在后面章节中给出。

676～677

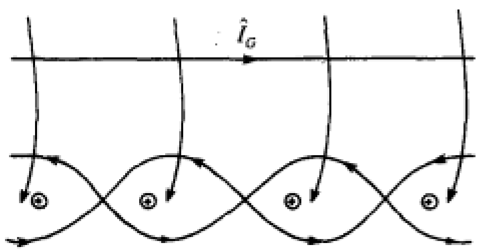


图9-73 接收双绞线对磁场耦合（感性耦合）的影响

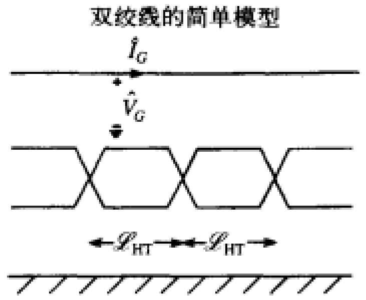


图9-74 接收双绞线简单的“非连续性”模型

以下的近似模型利用了前面所描述的感性耦合和容性耦合的概念，最初的描述见参考文献[25，26]。在使用下面的集总参数模型时再次假设传输线是电短传输线，也假设发射电路和接收电路是弱耦合。现在将每个环（1/2扭绞）看作为并联传输线，计算从发射导线到每个由双绞线的每根线与参考导体构成的电路之间的互电感。由此可以计算出每单位长度的互电感l_{m1}、l_{m2}，和每单位长度的互电容c_{m1}、c_{m2}。通常，这些相互影响用电压源和电流源来表示，它们的值取决于1/2扭绞长度下的互电感和互电容，以及发射电路的电压或电流，如图9-75所示。总的电感或电容参数是每单位长度的值乘以1/2扭绞（环）的长度，其长度用$\mathscr{L}_{HT}$表示。

678～680

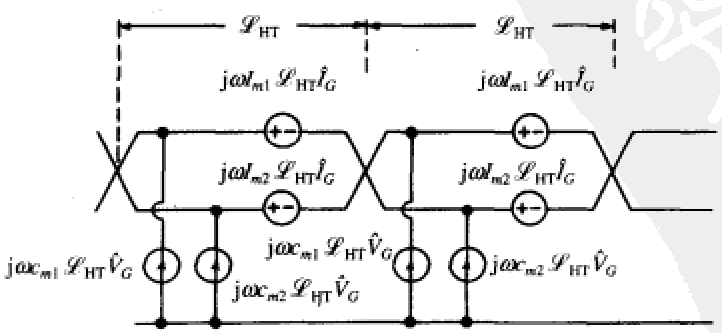


图9-75 如图9-74所示的接收双绞线的简单的感性－容性耦合模型

9.8.1　单位长度分布参数

互电感的计算如图9-76所示。例如，考虑如图9-77所示的地平面（参考导体）上面的发射导线和一对双绞线。发射导线和双绞线位于地平面以上高为h处，发射导线和双绞线之间的水平间距为d。双绞线两根线之间的间距为$2\Delta h$。为了便于说明假设双绞线中的两根线是相同的，线径为r_w。将双绞线中的每根线与接地平面看成一个电路，并应用前面导出的结论（见式（9.35）），可以得到互电感为：

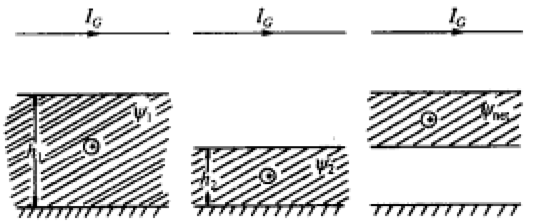


图9-76　接收双绞线每单位长度互电感的图解

681

$$l_{m1}=\frac{\mu_0}{4\pi}\ln\left[1+\frac{4h(h+\Delta h)}{d^2+\Delta h^2}\right] \tag{9.132a}$$

$$l_{m2}=\frac{\mu_0}{4\pi}\ln\left[1+\frac{4h(h+\Delta h)}{d^2+\Delta h^2}\right] \tag{9.132b}$$

为了求出互电容，转换传输线的每单位长度电感。其自感为（见式（9.31）和式(9.32))

$$l_G=\frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{2h}{r_w}\right) \tag{9.132c}$$

$$l_{R1}=\frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left[\frac{2(h+\Delta h)}{r_w}\right] \tag{9.132d}$$

$$l_{R2}=\frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left[\frac{2(h-\Delta h)}{r_w}\right] \tag{9.132e}$$

剩下的互电感可通过在双绞线的一根导线上施加电流（从镜像返回），并利用式（9.13）中的基本结论计算出穿过由另一根导线和地平面所构成的电路的磁通量：

682

$$l_{R1R2}=\frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{h+\Delta h}{2\Delta h}\right)+\frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left[\frac{(h+\Delta h)+(h-\Delta h)}{h+\Delta h}\right]=\frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{h}{\Delta h}\right) \tag{9.132f}$$

同样，利用式（9.35）对尺寸$d=2\text{cm}$，$h=2\text{cm}$，$r_w=16\text{mil}$（20#规格的实芯线）和$\Delta h=33\text{mil}$的导线，可以计算出：

$$l_{m1}=1.641\times10^{-7}\ \text{H/m}$$
$$l_{m2}=1.574\times10^{-7}\ \text{H/m}$$
$$l_G=9.179\times10^{-7}\ \text{H/m}$$
$$l_{R1}=9.261\times10^{-7}\ \text{H/m}$$
$$l_{R2}=9.093\times10^{-7}\ \text{H/m}$$
$$l_{R1R2}=6.344\times10^{-7}\ \text{H/m}$$

所需要的l_{m1}和l_{m2}之差为：

$$l_{m1}-l_{m2}=6.706\times10^{-9}$$

忽略介质绝缘层可以计算出互电容为（见图9-78）：

$$\begin{bmatrix} c_G + c_{m1} + c_{m2} & -c_{m1} & -c_{m2} \\ -c_{m1} & c_{R1R2} + c_{m1} + c_{R1} & -c_{R1R2} \\ -c_{m2} & -c_{R1R2} & c_{R1R2} + c_{m2} + c_{R2} \end{bmatrix} = \mu_0\varepsilon_0 \begin{bmatrix} l_G & l_{m1} & l_{m2} \\ l_{m1} & l_{R1} & l_{R1R2} \\ l_{m2} & l_{R1R2} & l_{R2} \end{bmatrix}^{-1} \quad (9.133)$$

683

它给出了

$$c_{m1} = 1.411 \text{ pF/m}$$
$$c_{m2} = 1.190 \text{ pF/m}$$

这里也需要得到c_{m1}与c_{m2}的和与差：

$$c_{m1} + c_{m2} = 2.601 \text{ pF/m}$$
$$c_{m1} - c_{m2} = 0.220 \text{ pF/m}$$

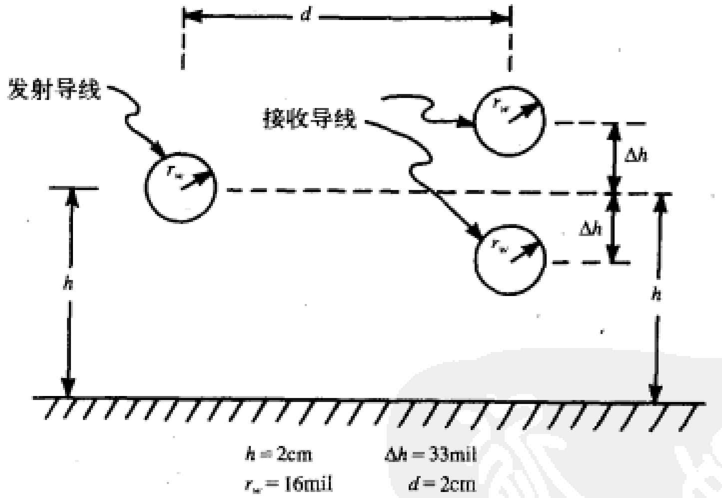


图9-77 用于计算每单位长度互电感的接收双绞线的横截面尺寸

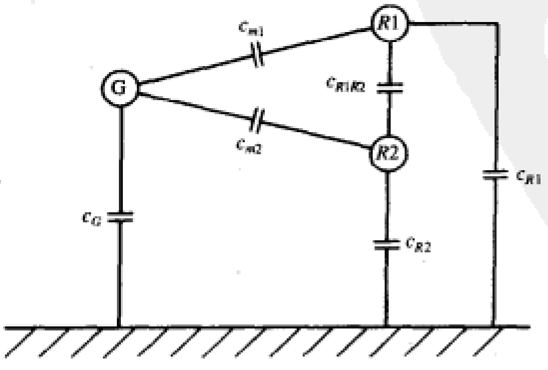
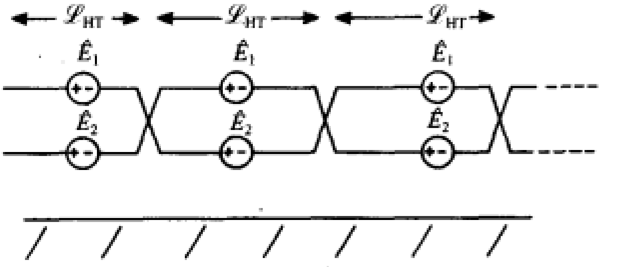


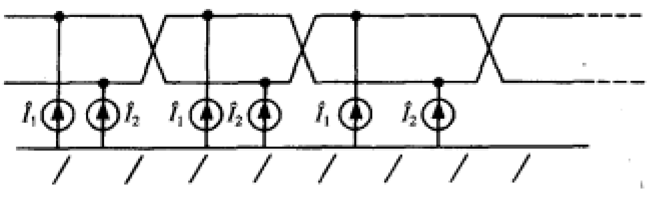
图9-78 接收双绞线的每单位长度电容

9.8.2 感性耦合和容性耦合

最终得到的模型由图9-79所示的一系列源所组成[24-31]。感应电压源 $\hat{E}_1$ 和 $\hat{E}_2$ 源于发射导线和双绞接收导线之间的互电感，本质上是由法拉第定律决定的感应电动势。这些电压源对双绞线两端的串扰电压的贡献被称为**感性耦合**。感应电流源 $\hat{I}_1$ 和 $\hat{I}_2$ 源于发射导线和双绞接收导线之间的互电容，它们对串扰电压的贡献被称为**容性耦合**。由图9-75，这些源给出如下：



(a)



(b)

(a) 感性耦合；(b) 容性耦合

图9-79　双绞接收导线的简单感性-容性耦合模型

$$\hat{E}_1 = \mathrm{j}\omega l_{m1}\mathscr{L}_{HT}\hat{I}_G \quad (9.134a)$$

$$\hat{E}_2 = \mathrm{j}\omega l_{m2}\mathscr{L}_{HT}\hat{I}_G \quad (9.134b)$$

$$\hat{I}_1 = \mathrm{j}\omega c_{m1}\mathscr{L}_{HT}\hat{V}_G \quad (9.134c)$$

$$\hat{I}_2 = \mathrm{j}\omega c_{m2}\mathscr{L}_{HT}\hat{V}_G \quad (9.134d)$$

其中，$\hat{V}_G$ 和 $\hat{I}_G$ 是发射电路电压和电流的低频值，也可以作为直流量来计算。现在“解开”这些导线，已知相邻的两个1/2扭绞(一个完整的纽绞)如图9-80所示。

接下来必须考虑终端结构。通常有两种方法端接双绞线，如图9-81所示。从每根导线和地之间看进去的阻抗不一样，如图9-81a所示的电路被认为是不平衡的。双绞线的一根导线在近端与参考导体相连，而

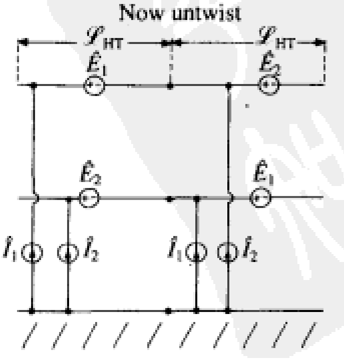
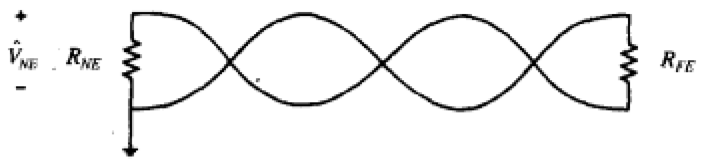


图9-80　如图9-79所示的“扭绞解开”模型

为了避免在导线和参考导体之间形成地环路，另一端并不与参考导体相连，地环路会使得有电流在环路中流动。如图9-81b所示的电路在从每根导线和参考导体之间看进去的阻抗相等时被认为是平衡的，这是由于使用了中间插头式变压器。平衡传输线驱动器和接收器也能产生同样的效果。

684~685

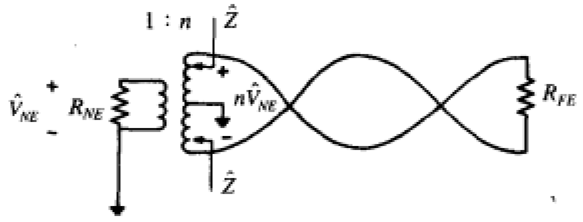
不平衡



注：为避免地环路仅一端接地

(a)

平衡



双绞线每根导线的对地阻抗相同

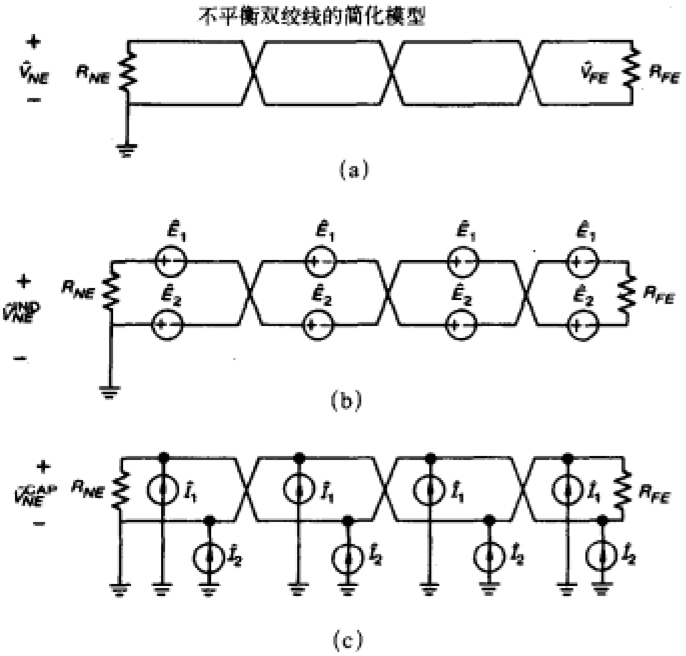
(b)

(a) 不平衡终端；(b) 平衡终端

图9-81 端接双绞线

本节中将考虑如图9-81a所示的不平衡情况，而平衡情况将在9.8.4节中考虑。整个传输线的等效电路如图9-82所示，这里用一个简单模型代替了双绞线，该电路表明近端串扰是感性耦合和容性耦合的叠加。电源的值由式（9.134）给出。解开的双绞线给出如图9-83所示的电路。该等效电路表明在双绞线环路上的净感应电动势，对奇数个1/2扭绞来说是在其中的一个1/2扭绞上感应出的电动势，对偶数个1/2扭绞来说则是零。观察可知，与近端接地的双绞线相连的电流源是被短路的，因此对解没有贡献。根据图9-75，整个双绞线都不接地时，与该线相连的净电流源为$\hat I_1+\hat I_2=j\omega c_{m1}\mathscr{L}_{HT}\hat V_G+j\omega c_{m2}\mathscr{L}_{HT}\hat V_G$。由于扭绞的两根线非常靠近，所以$c_{m1}\cong c_{m2}$。而且$\mathscr{L}=N\mathscr{L}_{HT}$，其中，$N$是1/2扭绞的总数。因此，与未接地的导线相连的净电流源近似为$N(\hat I_1+\hat I_2)=j\omega c_m\mathscr{L}$，其中，可以将$c_{m1}$或者$c_{m2}$用作$c_m$。实质上这给出了与解开的双绞线相同的容性耦合，解开的双绞线被称作直线对或SWP。双绞线对将被称作TWP。从这个电路可以得到一般形式的近端和远端串扰电压的传输比：

$$\frac{\hat V_{NE}}{\hat V_S}=\frac{R_{NE}}{R_{NE}+R_{FE}}j\omega(l_{m1}-l_{m2})\mathscr{L}_{HT}\frac{1}{R_S+R_L}+\frac{R_{NE}R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}j\omega(c_m)\mathscr{L}\frac{R_L}{R_S+R_L}\tag{9.135a}$$



(a) 物理结构；(b) 感性耦合模型；(c) 容性耦合模型

图9-82 不平衡双绞线接收导线的简化模型

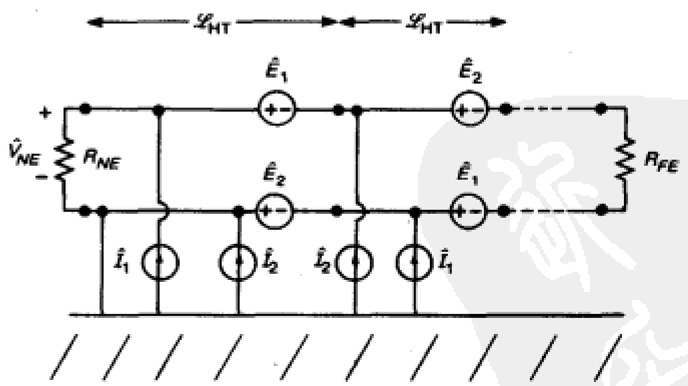


图9-83 由"解开扭绞"的导线得到的如图9-82所示的不平衡双绞接收导线的感性－容性耦合模型

686

$$\frac{\hat V_{FE}}{\hat V_S} = -\frac{R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}\,j\omega(l_{m1}-l_{m2})\mathscr{L}_{HT}\frac{1}{R_S+R_L} + \frac{R_{NE}R_{FE}}{R_{NE}+R_{FE}}\,j\omega(c_m)\mathscr{L}\frac{R_L}{R_S+R_L} \tag{9.135b}$$

其中，代入了

$$\hat I_G = \frac{1}{R_S+R_L}\hat V_S \tag{9.136a}$$

$$\hat V_G = \frac{R_L}{R_S+R_L}\hat V_S \tag{9.136b}$$

观察式（9.135）可知，净互电感是发射电路和由双绞线中的每根导线与地平面所构成的电路之间的每单位长度互电感之差再乘以一个1/2扭绞的长度。因此，其电感耦合与一个总长度等于一个1/2扭绞（一条“短线”）长度的直线对(SWP)的电感耦合相同。但是，净互电容是直线对(SWP)的不接地导线的每单位长度互电容乘以总的线长$\mathscr{L}$。因此，近端或远端串扰为：

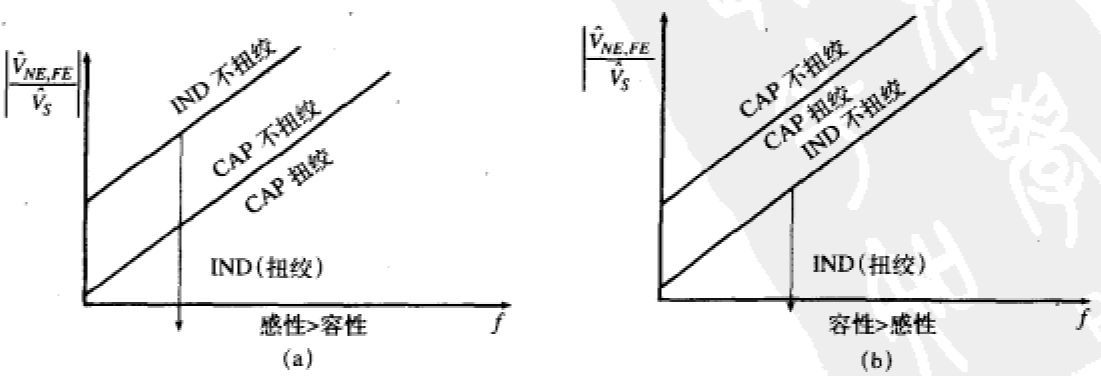
687

$$\frac{\hat{V}_{NE,FE}}{\hat{V}_S}=\underbrace{\left.\frac{\hat{V}^{IND}_{NE,FE}}{\hat{V}_S}\right|^{SWP}_{\mathscr{L}_{SWP}=\mathscr{L}_{HT}}}_{\text{长度为半个扭绞的SWP的感性耦合}}+\underbrace{\left.\frac{\hat{V}^{CAP}_{NE,FE}}{\hat{V}_S}\right|^{SWP}_{\mathscr{L}_{SWP}=\mathscr{L}}}_{\text{长度为双绞线总长度的SWP的容性耦合}} \tag{9.137}$$

其中，假设有奇数个1/2扭绞。如果1/2扭绞的数目是偶数，那么所有相邻的感应电压都会被抵消，总感性耦合将减小为零。无论哪种情况，对于非平衡终端，容性耦合不受扭绞的影响，即，它与长度是该双绞线总长度的直线对（SWP）的容性耦合相同。

基于这种理解，让我们考虑如图9-84所示的扭绞的重要意义。考虑未扭绞的接收导线对（SWP）。假设感性耦合与容性耦合相比起主导作用，如图9-84a所示。如果用双绞线代替直线对(SWP)，那么感性耦合可以减小到一个1/2扭绞的耦合量（如果共有奇数个1/2扭绞），但容性耦合本质上不受影响。由于在导线扭绞之前感性耦合相比容性耦合起主导作用，所以总串扰量将降低到非扭绞线对的容性耦合水平。另一方面，考虑如图9-84b所示的高阻抗负载的情况，此时非扭绞线对的容性耦合相比感性耦合占主导地位。在这种情况下，扭绞导线会降低感性耦合，而容性耦合仍然不受影响。但是由于在导线对扭绞之前容性耦合相比感性耦合起主导作用，所以可以看到总耦合并未降低。这举例说明了终端不平衡的扭绞接收导线可以减小阻抗负载的总耦合，但对高阻抗负载耦合则没有任何变化。这表明了双绞线在抑制串扰时有时有效而有时又无效。它们一般只对低阻抗电路有效。这就是为什么双绞线一般在功率分配电路中有效的缘故，功率分配电路一般具有低阻抗终端。

688
~
689

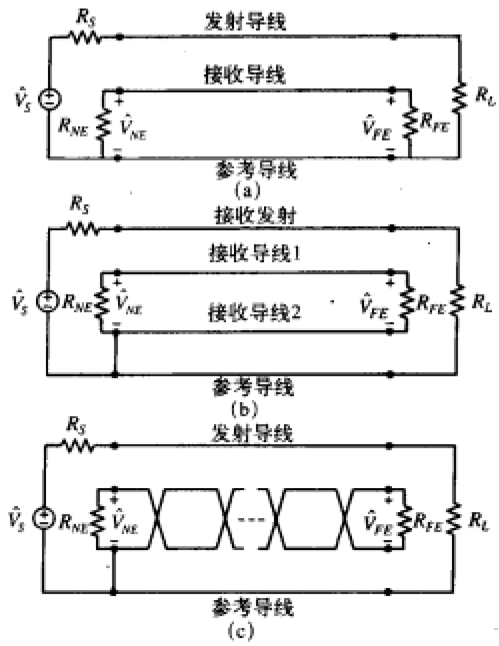


（a）扭绞前感性耦合占主导地位，（b）扭绞前容性耦合占主导地位

图9-84 非平衡双绞线上的扭绞对串扰影响的解释

9.8.3 扭绞的影响

为了举例说明双绞线在抑制串扰时的有效性或无效性，这里将给出一些实验结果。对如图9-85所示的三种结构将比较它们的近端串扰电压传输比。单线接收导线的结构如图9-85a所示，前面已经讨论过，其串扰是最大的。如图9-85b所示的直线对(SWP)可以降低感性耦合，因为接收电路的环面积减小了。由于容性耦合是由与导线对中未接地的导线相连的电流源引起的，所以容性耦合应不会减小，应等于单线接收导线的容性耦合（见图9-83）。如图9-85c所示的双绞线对（TWP）只能降低感性耦合。



(a) 单线接收导线；(b) 直线接收导线对(SWP)；(c) 双绞接收导线对（TWP）

图9-85　降低感性耦合的三个级别结构

实验配置如图9-86所示，由地平面上的一根总长为4.705m的传输线构成。该导线为20#规格的导线，与双绞线相距2cm，悬于距地平面高度2cm处。横截面的结构如图9-87所示，对SWP和TWP结构的每单位长度参数的计算见9.8.1节。1/2扭绞的数目为$N=255$，所以一个1/2扭绞的长度为$\mathscr{L}_{\mathrm{HT}}=2.09\mathrm{cm}$。这给出了扭绞率约大于7绞/英尺，这是一个典型值。接下来将测量$R_S=0$和$R_L=R_{NE}=R_{FE}=R$时近端串扰的传输比，其中R用到三个值：$R=1\mathrm{k}\Omega$，50Ω和1Ω。该实验结果也将与多导体传输线模型的预测值相比较。由1/2个扭绞的链参数矩阵的乘积可得到整个传输线的链参数矩阵，双绞线的每根导线在连接处都有适当的相互交替[24]。式（9.135）中的感性/容性耦合模型（$R_s=0$）给出了

690

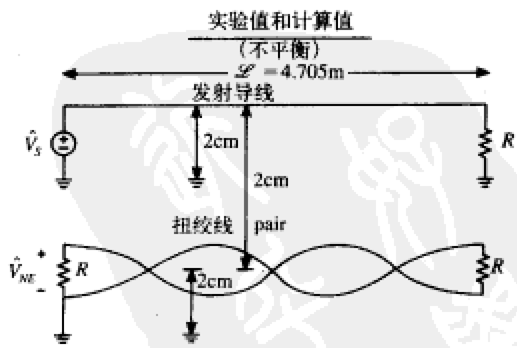


图9-86　举例说明非平衡终端双绞线对串扰的影响的实验

691

$$\left|\frac{\hat{V}_{NE}}{\hat{V}_S}\right| = 2\pi f\left[\frac{1}{2R}(l_{m1}-l_{m2})\mathscr{L}_{\mathrm{HT}}+\frac{R}{2}(c_m)\mathscr{L}\right] \tag{9.138}$$

其中，$\mathscr{L}_{\mathrm{HT}}=2.09\mathrm{cm}$，$\mathscr{L}=4.705\mathrm{m}$。$R=1\mathrm{k}\Omega$时的结果如图9-88a所示，可见所有这三种结构的串扰几乎没有什么不同。这就证明了我们的观点，单线接收导线结构中容性耦合占优势，并且对于SWP和TWP结构，容性耦合也不改变。由式（9.138），得

$$\left|\frac{\hat{V}_{NE}}{\hat{V}_S}\right|_{R=1\mathrm{k}\Omega}=2\pi f\left[\frac{1}{2R}(l_{m1}-l_{m2})\mathscr{L}_{\mathrm{HT}}+\frac{R}{2}c_m\mathscr{L}\right]=f(4.403\times10^{-13}+1.922\times10^{-8})$$

其中，用到了$c_m=(c_{m1}+c_{m2})/2$。在最低测试频率1kHz处的预测值为1.9×10^{-5}，与测量值2×10^{-5}相比吻合得很好。$R=50\Omega$时的结果如图9-88b所示。在这里可以看到SWP结构减小的串扰约为20dB，TWP结构可以进一步减小串扰约10dB。由式（9.138），得

$$\left|\frac{\hat{V}_{NE}}{\hat{V}_S}\right|_{R=50\Omega}=2\pi f\left[\frac{1}{2R}(l_{m1}-l_{m2})\mathscr{L}_{\mathrm{HT}}+\frac{R}{2}c_m\mathscr{L}\right]=f(8.81\times10^{-12}+0.96\times10^{-9})$$

这可以给出1kHz时的预测值为0.97×10^{-6}，与测量值1.8×10^{-6}吻合得相当好。图9-88c给出了$R=1\Omega$时的结果。观察到SWP结构可减小串扰约26dB，而TWP结构可进一步减小串扰约80dB。在1.5MHz以下，$R=1\Omega$时，如图9-88c所示TWP结构的串扰电平太小了以至于测量不到。最低测试频率处的数据趋势表明，所给出的MTL模型的预测是合理的，$R=1\Omega$时串扰有很大程度的降低。参考文献[26]中给出的对$R=3\Omega$时的测量值也证明了低阻抗负载时的这种特性。由等式（9.138），得

$$\left|\frac{\hat{V}_{NE}}{\hat{V}_S}\right|_{R=1\Omega}=2\pi f\left[\frac{1}{2R}(l_{m1}-l_{m2})\mathscr{L}_{\mathrm{HT}}+\frac{R}{2}c_m\mathscr{L}\right]=f(4.40\times10^{-10}+1.92\times10^{-11})$$

这给出了1kHz时的预测值为4.6×10^{-7}。由MTL模型计算得到的在1/2扭绞数为偶数时的值为2×10^{-8}，因此，并不包含感性耦合。所以，上述的1kHz时容性耦合的测量值1.92×10^{-8}与预测值吻合得相当好。

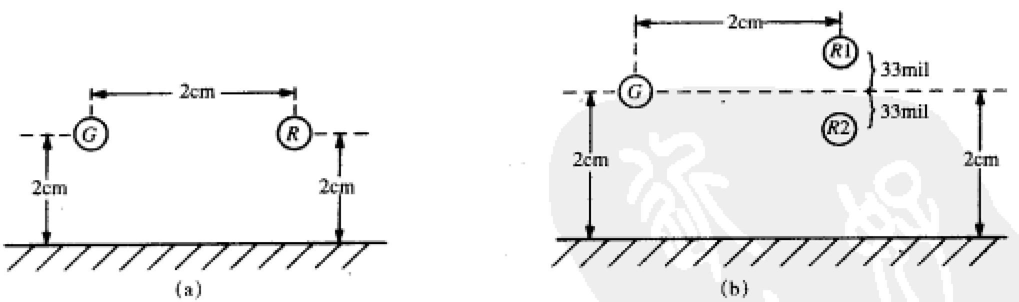


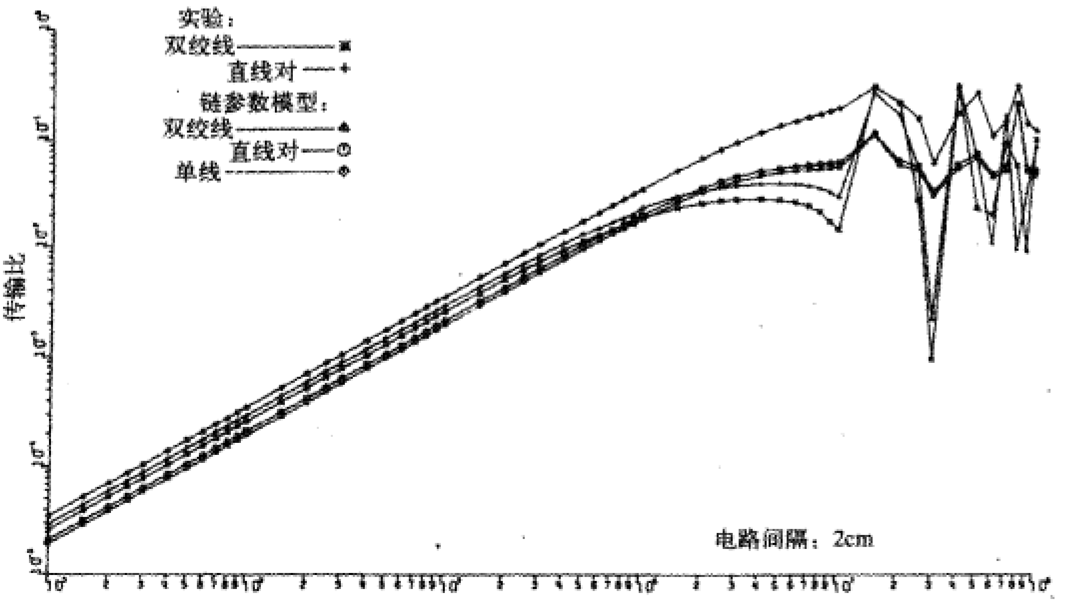
图9-87 如图9-74所示实验的横截面尺寸

复习题9.11 重新计算未扭绞的导线在$R=1\mathrm{k}\Omega$，$R=50\Omega$和$R=1\Omega$时在1kHz上的串扰，并与实验结果相比较。

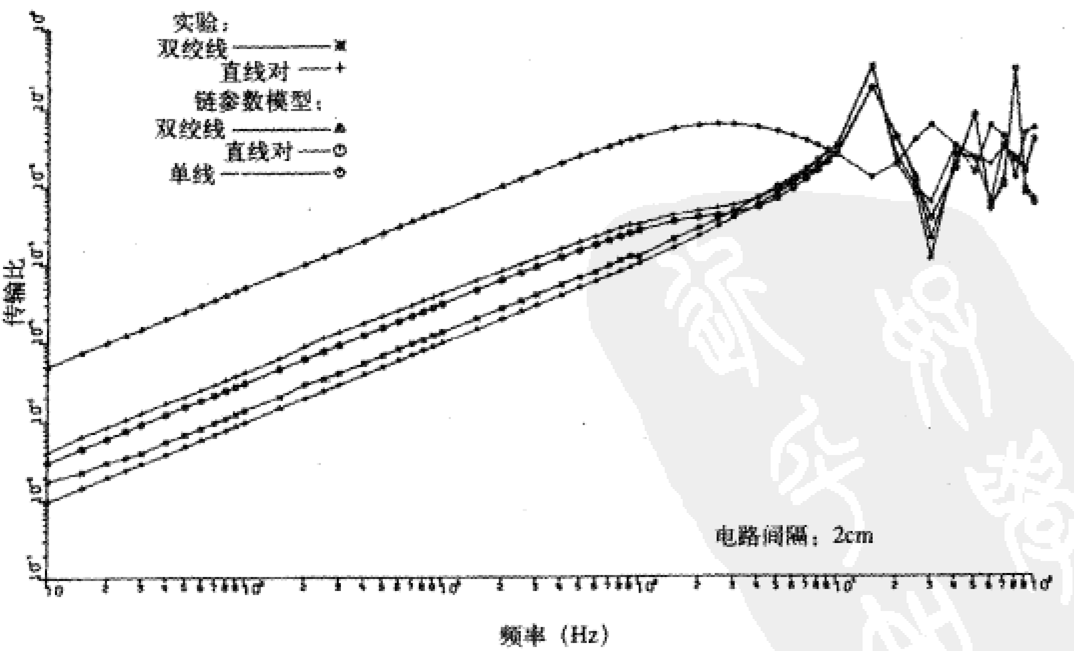
答案：$R=1\mathrm{k}\Omega$，$1.93\times10^{-5}(3\times10^{-5})$；$R=50\Omega$，$2.9\times10^{-6}(4\times10^{-6})$；$R=1\Omega$，$9.9\times10^{-5}(1\times10^{-4})$。

692 ~ 696

对TWP结构在抑制串扰时的有效性或无效性的解释如图9-89所示。这种解释基于认为所有这三种结构的容性耦合都是相同的观点。SWP结构的感性耦合比单线接收导线的要小，也比TWP结构的（最多等效为一个1/2扭绞的感性耦合）要小。$R=1\mathrm{k}\Omega$时，单线接收导线的容性耦合相比感性耦合占主导地位。所以用直线导线或者双绞线来代替单线接收导线并不能显著地减小总的串扰，这正如实验数据所证明的一样。$R=50\Omega$时，



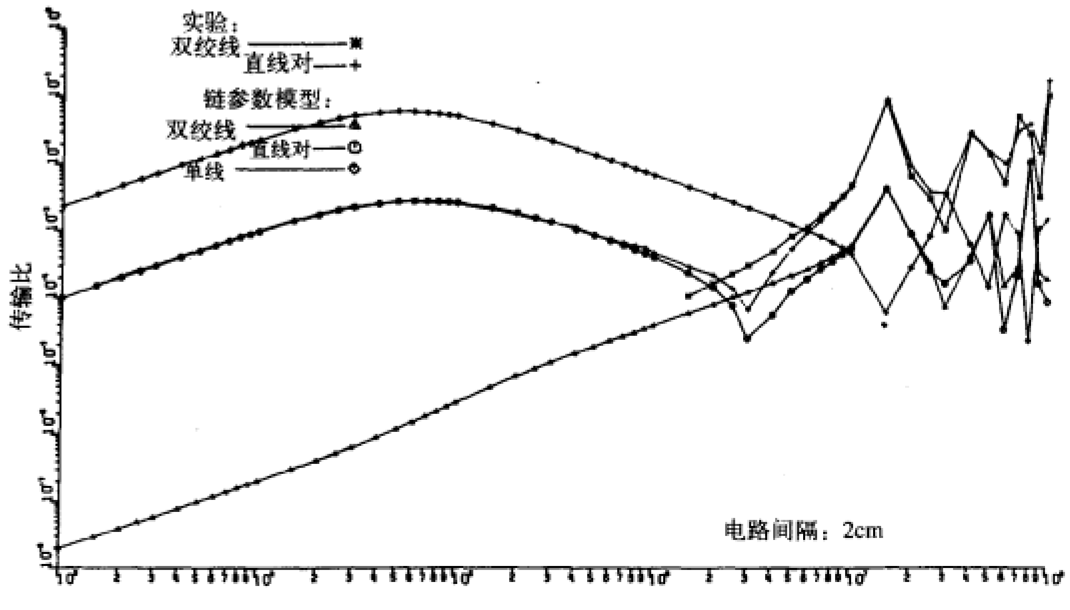
(a)



(b)

(a) $R=1\text{k}\Omega$；　(b) $R=50\Omega$；　(c) $R=1\Omega$

图9-88　如图9-86所示实验的实验结果，并将传输线模型（链参数模型）的预测值与单线接收导线、直线接收导线对和双绞线接收导线的测量值相比较



(c)

图9-88 （续）

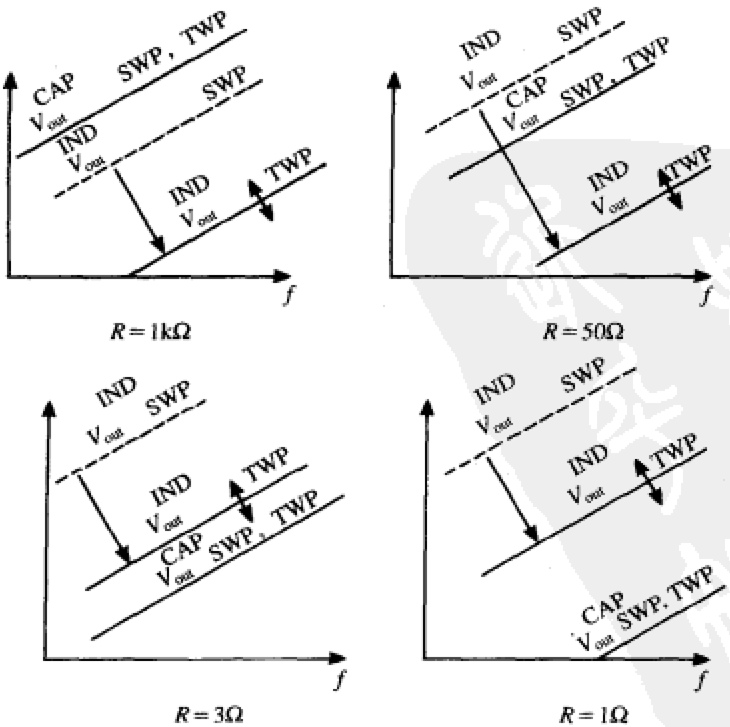
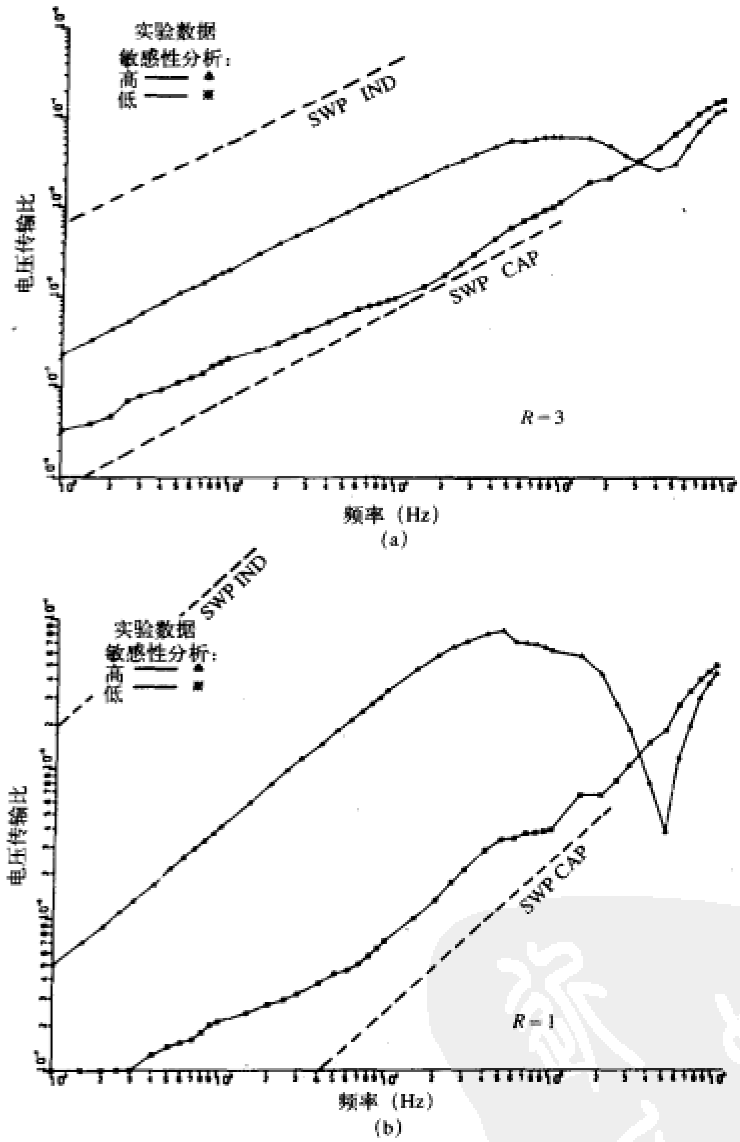


图9-89 以感性耦合和容性耦合的概念对图9-88所示结果的解释



(a) $R=3\Omega$; (b) $R=1\Omega$

图9-90 改变扭绞的数目所得到的如图9-86所示实验的实验结果，表明对于低阻抗负载，1/2扭绞数为奇数时感性耦合占主导地位，1/2扭绞数为偶数时感性耦合消失

单线接收导线中感性耦合相比于容性耦合占主导地位。用直线导线来代替单线接收导线可以减小感性耦合，所以总串扰降低到容性耦合水平。对于$R=3\Omega$的情况，可观察到结果是一样的，除了容性耦合底线比$R=50\Omega$时小得多外，总的串扰下降很多但仍然受限于不小于容性耦合的电平。$R=1\Omega$时容性耦合底线大大降低，所以由扭绞产生的抑制感性耦合的作用能完全实现。以上结论都已被实验结果[26]所证实了。

697

这里提出了一个重要的概念：双绞线中的串扰对导线扭绞的敏感度[27~29]。考虑前

面的实验，对$R=1\Omega$的极低阻抗，指出容性耦合的“底线”显著降低，一个1/2扭绞的感性耦合虽然很小，但仍大于这个底线。根据环路级联的双绞线模型，还指出如果双绞线由偶数个1/2扭绞组成，那么感性耦合应被完全抵消，得到零感性耦合。这意味着在$R=1\Omega$的情况下，一个1/2扭绞的感性耦合高于容性耦合底线。应当看到串扰对于传输线是由奇数个还是由偶数个1/2扭绞构成的极其敏感。为了对此作出评估，这里转到双绞线的远端给出每个频率上串扰的最小值和最大值。$R=3\Omega$时的数据如图9-90a所示，$R=1\Omega$时的数据如图9-90b所示。这些数据表明了串扰对导线扭绞的极度敏感性(高达40dB)。这意味着对于非常小的终端阻抗，要想精确预测串扰是不可行的。在这些数据中也给出了SWP结构的低频预测，结果显示最小耦合不是零而是局限在容性耦合的底线上，这个值是相当小的。在高阻抗终端$R=1k\Omega$或$R=50\Omega$的情况下没有观察到串扰对扭绞有如此的敏感性。基于图9-89可以预测这一点，因为$R=1k\Omega$和50Ω时对于双绞线结构容性耦合底线占主导地位。

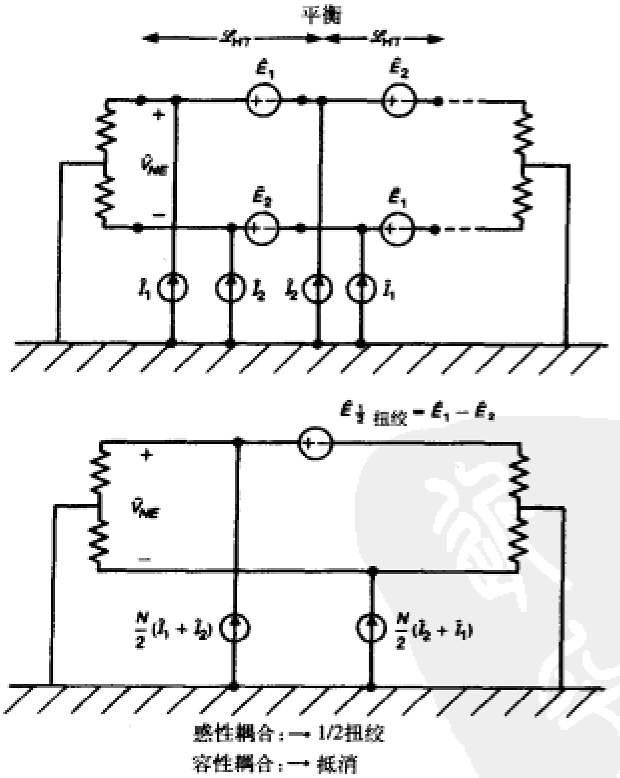


图9-91 双绞接收导线和平衡终端的感性－容性耦合模型

9.8.4 平衡的作用

现在将考虑如图9-81b所示的平衡负载对双绞线的影响。双绞接收导线模型不变，但是终端却可以影响最后的串扰结果。感性和容性耦合模型如图9-91所示。感性耦合与不平衡时的情况相比不变，因为沿接收导线环，总的感应电动势是一样的。但是，由于平衡负载的缘故，容性耦合被抵消了。因此平衡的作用就是消除容性耦合。只要移去不

平衡的情况下的容性耦合项，就可以得到最后的串扰电压传输比：

$$\frac{\hat{V}_{NE,FE}}{\hat{V}_S} = \underbrace{\left.\frac{\hat{V}^{IND}_{NE,FE}}{\hat{V}_S}\right|^{SWP}_{\mathcal{L}_{SWP}=\mathcal{L}_{HT}}}_{\text{长度为}1\frac{1}{2}\text{扭绞的SWP的感性耦合}} \tag{9.139}$$

698 其中,感性耦合由式（9.135）中的感性耦合部分给出。

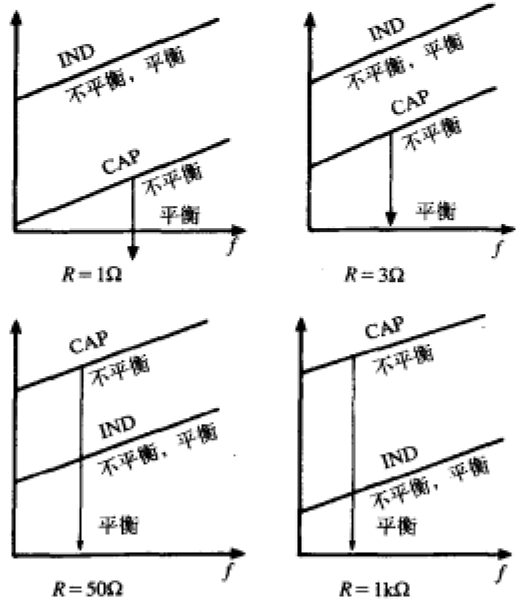


图9-92 平衡终端和不平衡终端对双绞接收导线串扰的影响的解释$R = 1\Omega$, 3Ω, 50Ω和$1k\Omega$

当双绞线的近端为平衡终端时重复前面的实验。中间插头式1：2变压器被用来提供平衡负载，如图9-81b所示。如图9-92所示举例说明了平衡的影响。对于非平衡终端，$R = 1\Omega$和$R = 3\Omega$时感性耦合相比容性耦合起主导作用，通过平衡负载可消除容性耦合，这无论是对串扰电平还是对导线扭绞的敏感性都毫无影响。在非平衡终端的情况下，当$R = 50\Omega$和$R = 1k\Omega$时容性耦合相比感性耦合起主导作用，通过平衡双绞线的终端，消除容性耦合应该会影响串扰电平和对导线扭绞的敏感性。文献[30，31]中给出的实验数据验证了这些结论。这意味着在一个大范围的终端阻抗区域内，平衡双绞线对导线扭绞的敏感性应该是一个重大问题。 699~700

习题

9.1 三导体传输线和串扰

9.1.1 从发电站到住宅区的一条高压电力传输线超过30m，计算电压波和电流波在传输线上的传输时延。[160.9μs]

9.1.2 印制电路板（PCB）具有包围内部连接盘的中间层，这类似于如图9-3a所示的耦

合连接盘。如果板的长度为9in，计算电压波和电流波从一端传到另一端的传输时延。[1.65ns]

9.1.3　PCB的中间层作为地线层。PCB表面上的连接盘与地线层一起构成了如图9-3b所示的耦合微带线。如果微带线的总长度为5in，求时延。[0.715ns]

701

9.2　无耗传输线的传输线方程

9.2.1　导出式（9.2）给出的多导体传输线方程。

9.3　单位长度的分布参数

9.3.1　为了准备从单位长度电感矩阵的逆矩阵计算单位长度的电容矩阵，计算下列2×2矩阵的逆矩阵：

$$\boldsymbol{M}=\begin{bmatrix}50 & 20\\ 10 & 30\end{bmatrix}$$

$$\boldsymbol{M}^{-1}=\begin{bmatrix}2.31\times10^{-2} & -1.54\times10^{-2}\\ -7.69\times10^{-3} & 3.85\times10^{-2}\end{bmatrix}$$

9.3.2　三根20#规格的裸线具有相等的间距，因此它们的横截面位于等边三角形的三个顶点处。如果它们之间的间距为50mil，求单位长度的电感和电容。[$l_G=l_R=0.456\mu H/m$, $l_m=0.228\mu H/m$, $c_G=c_R=c_m=16.25pF/m$]

9.3.3　一根20#规格的裸线悬挂于地面上方1/4处，另一根相同的导线悬挂于地面上方1/2处，与第一根导线水平相距3/8。求单位长度的电感和电容。[$l_G=0.688\mu H/m$, $l_R=0.827\mu H/m$, $l_m=0.124\mu H/m$, $c_m=2.49pF/m$, $c_G=14.1pF/m$, $c_R=11.32pF/m$]

9.3.4　如图P9.3.4所示的带状传输线，其外导线用作为参考系统。假设所有导线均为28#规格（7×32）的扭绞导线，且相邻导线之间的间距为50mil。计算单位长度的电感和电容，忽略系统的绝缘层。[$l_G=1.036\mu H/m$, $l_R=0.76\mu H/m$, $l_m=0.518\mu H/m$, $c_m=11.12pF/m$, $c_G=5.17pF/m$, $c_R=11.12pF/m$]

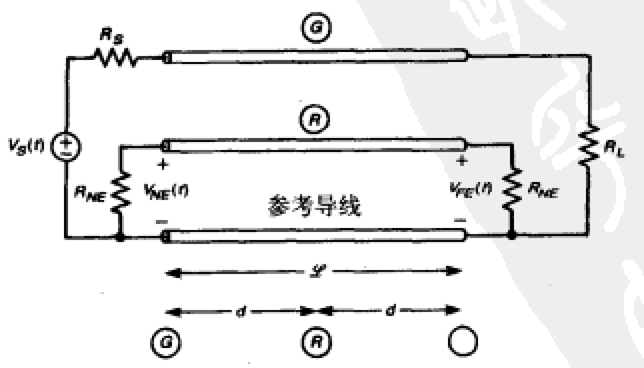


图　P9.3.4

9.3.5　两根20#规格的实心导线放入充满PVC绝缘材料（$\varepsilon_r=4$）的屏蔽体内。屏蔽体的内半径为250mil，每根导线都位于通过屏蔽体中心的一条直线上（$\theta_{GR}=180°$）并距离屏蔽

体中心100mil。求单位长度的电感和电容。[l_G=0.515μH/m, l_R=0.515μH/m, l_m=74.3μH/m, 702 c_m=12.72pF/m, c_G=75.4pF/m, c_R=75.4pF/m]

9.3.6 用计算机程序（见附录C）STRPLINE.FOR（可执行程序为STRPLINE.EXE）计算由位于相距20mil的两层接地面中间的宽为5mil的连接盘所构成的单线连接盘的单位长度电感和电容，介质的相对介电常数为4.7。比较计算所得的值与用第4章复习题4.4中的公式计算所得的值。[0.4666μH/m（0.461μH/m），112.07pF/m（113.2pF/m）]

9.3.7 用计算机程序（见附录C）MSTRP.FOR（可执行程序为MSTRP.EXE）计算由位于50mil厚的电路板上的5mil宽的连接盘所构成的单线微带线的单位长度电感和电容，介质的相对介电常数为4.7。比较计算所得的值与用第4章复习题4.5中的公式计算所得的值。[0.878 799μH/m（0.877μH/m），39.029 7pF/m（38.46pF/m）]

9.3.8 用计算机程序（见附录C）PCB.FOR（可执行程序为PCB.EXE）计算由位于PCB基板顶层的边缘到边缘相距15mil的两个15mil宽的连接盘所构成的双线连接盘的单位长度电感和电容，基板的厚度为62mil，介质的相对介电常数为4.7。比较计算所得的值与用第4章复习题4.6中的公式计算所得的值。[0.809 196μH/m（0.804μH/m），38.618 8pF/m（38.53pF/m）]

9.3.9 验证表9-1和表9-2中有关三导体带状电缆的数据，其中利用RIBBON.FOR将外导体选作为参考导体，中间的导体选作为发射导体。导体为28#规格（7×36）的导线，间隔 703 50mil。介质绝缘层的厚度为10mil，相对介电常数为3.5。

9.3.10 如图9-31所示的耦合微带线的单位长度参数可由如图9-32所示的频域测量数据得到，为l_m=37.2nH/m，c_m=6.33pF/m。用MSTRP.FOR程序验证计算结果并计算剩余的其他参数。[l_G=l_R=0.335 327μH/m, l_m=37.152 7nH/m, $c_G+c_m=c_R+c_m$=115.511pF/m, c_m=4.927 24 pF/m]

9.3.11 用PCB.FOR程序计算如图9-51所示的PCB连接盘的单位长度参数。[l_G=1.383 15 μH/m, l_R=1.107 07μH/m, l_m=0.691 573μH/m, c_G+c_m=29.694 9 pF/m, c_R+c_m=40.523 8 pF/m, c_m=20.261 9pH/m]

9.4 感性－容性耦合近似模型

9.4.1 对于图P9.3.4所示的带状电缆，假设总的互电感和总的互电容为L_m=1μH，C_m=250pF，如果，$V_s(t)$为幅度为1V的1MHz正弦波，求当终端阻抗为R_s=50Ω，R_L=50Ω，R_{NE}=100Ω和R_{FE}=100Ω时的远端串扰大小。[7.854mV]求近端和远端的感性和容性耦合系数。[$M_{NE}^{IND}=5\times10^{-9}$, $M_{FE}^{IND}=-5\times10^{-9}$, $M_{NE}^{CAP}=6.25\times10^{-9}=M_{FE}^{CAP}$]

9.4.2 对于如图P9.3.4所示的带状电缆，假设总的互电感和互电容为L_m=0.4μH，C_m=400pF。如果$V_s(t)$为幅度为1V的1MHz正弦波，求当终端阻抗为R_s=50Ω，R_L=50Ω，R_{NE}=50Ω和R_{FE}=50Ω时的近端串扰大小。[44mV]求近端和远端的感性和容性耦合系数。[$M_{NE}^{IND}=2\times10^{-9}$, $M_{FE}^{IND}=-2\times10^{-9}$, $M_{NE}^{CAP}=5\times10^{-9}=M_{FE}^{CAP}$]

9.4.3 对如图P9.3.4所示的带状电缆，设总的互电感和互电容为L_m=1μH，C_m=250pF。假设终端阻抗相等：$R_s=R_L=R_{NE}=R$，求使感性耦合和容性耦合的作用完全相等的R值。[$R=\sqrt{L_m/C_m}=63.25\,\Omega$]

9.4.4　考虑如图P9.4.4所示的位于接地平面上的两根导线的情况，假设$l_m=2\text{nH/m}$，$c_m=0.6\text{pF/m}$，$\mathscr{L}=2\text{m}$，$R_s=0$，$R_L=50\Omega$，$R_{NE}=100\Omega$，$R_{FE}=200\Omega$，$V_s(t)=1\cos\omega t\text{V}$，其中$f=1\text{MHz}$，求时域中远端和近端的串扰电压。[$V_{FE}(t)=0.167\cos(\omega t+90^\circ)\text{mV}$，$V_{NE}(t)=0.67\cos(\omega t+90^\circ)\text{mV}$]求近端和远端的感性和容性耦合系数。[$M_{NE}^{IND}=2.67\times10^{-11}$，$M_{FE}^{IND}=-5.33\times10^{-11}$，$M_{NE}^{CAP}=8\times10^{-11}=M_{FE}^{CAP}$]

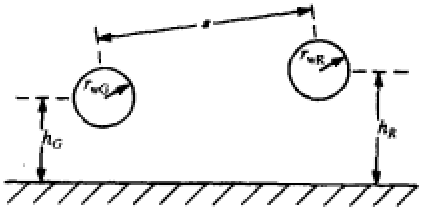


图　P9.4.4

704

9.4.5　对于9.4.1题中的带状电缆，设导线为28#（7×36）规格的扭绞线，如果传输线总长为3m，求引起近端串扰电压的共阻抗耦合系数以及使该耦合电平正好等于感性－容性耦合电平时的频率。[$M_{NE}^{CI}=2.92\times10^{-3}$, $M_{FE}^{CI}=-2.92\times10^{-3}$, $f_{NE}=41.26\text{kHz}$, $f_{FE}=371.3\text{kHz}$]

9.4.6　对于9.4.2题中的带状电缆，假设导线24#（7×32）规格的扭绞线，如果传输线总长为2m，求引起近端串扰电压的共阻抗耦合系数以及使该耦合电平等于感性－容性耦合电平时的频率。[$M_{NE}^{CI}=7.6\times10^{-4}$, $M_{FE}^{CI}=-7.6\times10^{-4}$, $f_{NE}=17.27\text{kHz}$, $f_{FE}=40.3\text{kHz}$]

9.4.7　对于9.4.4题中的位于接地平面上方的两根导线的情况，假设接地平面单位长度的电阻是0.001Ω/m。求近端和远端的共阻抗耦合系数以及使该耦合电平等于感性－容性耦合电平时的频率。[$M_{NE}^{CI}=1.33\times10^{-5}$，$M_{FE}^{CI}=-2.67\times10^{-5}$, $f_{NE}=19.89$ kHz，$f_{FE}=159.15\text{kHz}$]

9.4.8　对于9.4.1题中的带状电缆，假设$V_s(t)$被一个1MHz，5V，50%占空比，上升/下降时间为50ns的梯形脉冲串代替，计算最大的近端和远端串扰电压。[$V_{NE,\max}=1.13\text{V}$，$V_{FE,\max}=125\text{mV}$]

9.4.9　对于9.4.2题中的带状电缆，重新计算9.4.8题。[$V_{NE,\max}=0.7\text{V}$, $V_{FE,\max}=0.3\text{V}$]

9.4.10　对9.4.3题中的带状电缆当$R_S=R_L=R_{NE}=R_{FE}=63.25\Omega$时重新计算9.4.8题。[$V_{NE,\max}=0.791$, $V_{FE,\max}=0$]

9.4.11　对于10.15题中的位于接地平面上方的两根导线，重复计算9.4.8题。[$V_{NE,\max}=10.7\text{mV}$, $V_{FE,\max}=2.67\text{mV}$]

9.4.12　考虑如图P9.3.4所示的带状电缆，总的互电感为$L_m=1\mu\text{H}$，总的互电容为$C_m=25\text{pF}$。如果$R_S=0$，$R_L=R_{NE}=R_{FE}=100\Omega$，并馈入如图9.4.12所示的脉冲波形，那么请画出近端串扰的时域波形，并求出串扰电压的最大值。[62.5mV]

705

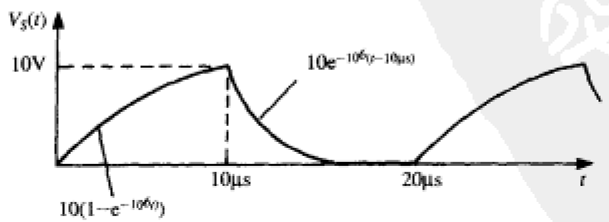


图　P9.4.12

9.5　集总参数电路近似模型

9.5.1　考虑三根完全相同的半径为10mil的导线，它们的横截面位于一个边长为100mil

的等边三角形的三个顶点处，如图P9.5.1a所示。导线处于$\varepsilon_r=2.1$的均匀媒质中。可以用如图P9.5.1b所示的集总参数π型电路作为2m长的这种传输线的模型。求等效电路中各元件参数。[$L_G=1.84\mu H$, $L_R=1.84\mu H$, $L_m=0.921\mu H$, $C_G=16.9pF$, $C_R=16.9pF$, $C_m=16.9pF$]。高于哪个频率这种模型对于正弦输入的传输线无效？[10.35MHz]对于梯形脉冲串输入，所允许的最快上升/下降时间是多少，才能由此模型得到合理的预测？[96.6ns]

706

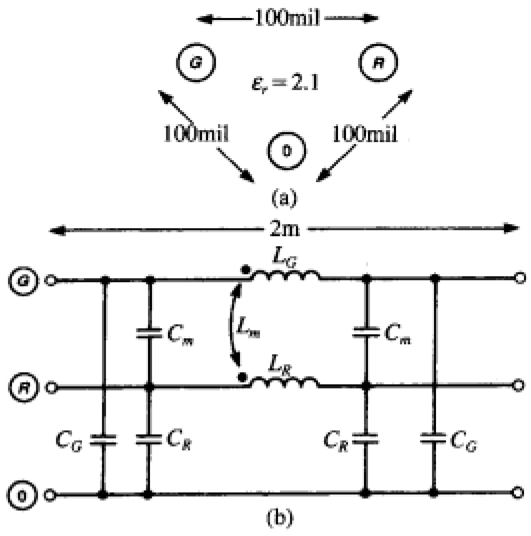


图 P9.5.1

9.6 无耗耦合传输线的精确SPICE（PSPICE）模型

9.6.1 对于如图9-31所示的耦合微带线，生成（1）PSPICE子电路模型；（2）集总参数π型近似电路模型来代表该结构，并将这两个模型与PSPICE程序相结合用来预测当$R_S=0$，$R_L=R_{NE}=R_{FE}=50\Omega$时频域近端和远端串扰传输函数的幅度，$|\hat{V}_{NE}|/|\hat{V}_S|$，$|\hat{V}_{FE}|/|\hat{V}_S|$。画出这些函数从100kHz到1GHz的曲线以进行比较。同时也用这个程序来预测当源电压为1V，10MHz，具有50%占空比，200ns上升时间和20ns下降时间的梯形波时的近端串扰和远端串扰的时域波形。比较预测的串扰脉冲电平与使用9.4.2节中的近似感性－容性耦合模型的预测值相比较。

9.6.2 对于如图9-29所示的带状电缆，生成（1）PSPICE子电路模型；（2）集总参数π型近似电路模型来代表该结构，并将这两个模型与PSPICE程序相结合用来预测当$R_S=0$，$R_L=R_{NE}=R_{FE}=50\Omega$时频域近端和远端串扰传输函数的幅度，$|\hat{V}_{NE}|/|\hat{V}_S|$，$|\hat{V}_{FE}|/|\hat{V}_S|$。画出这些函数从100Hz到100MHz的曲线以进行比较。同时也用这个程序来预测当源电压为1V，100kHz，具有50%占空比，200ns上升时间和20ns下降时间的梯形波时的近端串扰和远端串扰的时域波形。比较预测的串扰脉冲电平与使用9.4.2节中的近似感性－容性耦合模型的预测值相比较。

9.6.3 一个多层PCB在10mil厚的玻璃环氧树脂板上有两条相距5mil的宽为5mil的连接盘，用耦合微带线作为这种结构的模型。每条连接盘连同地线层连接两个CMOS非门，如图

P9.6.3所示。CMOS非门的模型如图P9.6.3c所示。假设一个非门具有5V（开路电压），10MHz，50%占空比，10ns上升/下降时间的脉冲串，利用由SPICEMTL. FOR生成的精确传输线模型计算另一个电路中的近端和远端串扰波形，设传输线的总长为5in。 707

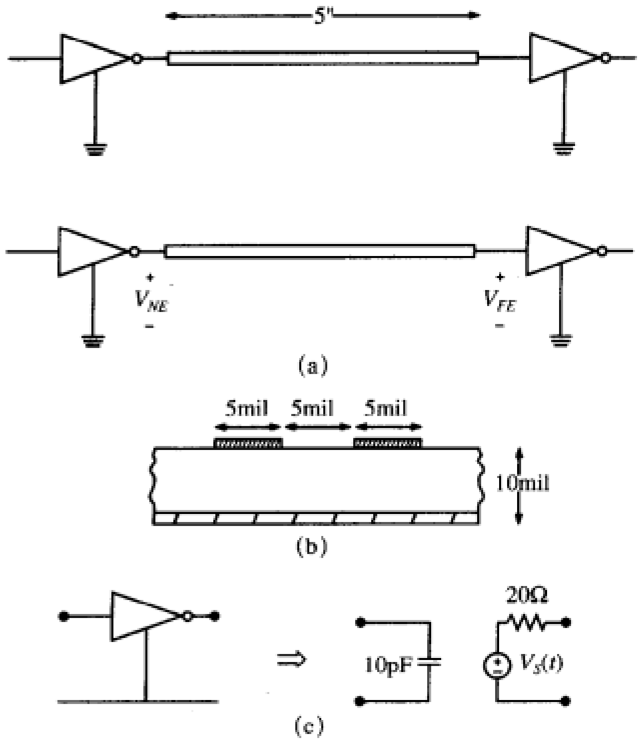


图 P9.6.3

9.7 屏蔽导线

9.7.1 考虑位于接地平面上方的两根导线的情况，接收导线带屏蔽，如图9-54b所示。假设发射导线为24#（7×30）规格的扭绞线，接收导线为RG-58U的同轴电缆，内导体为20#规格的导线。屏蔽层的半径为64mil，内部聚乙烯介质使电波的传播速度为自由空间的66%，屏蔽层的厚度约为15mil（假设为硬铜）。发射导线悬挂于1in高度处，同轴电缆悬挂于1.5in处。发射导线和电缆的间距为1/4in，求该传输线单位长度的参数。[r_S=4.43mΩ/m，l_G=0.979μH/m，l_S=0.727μH/m，l_R=1.05μH/m，l_{GS}=0.457 5μH/m，c_{RS}=92.17pF/m，c_{GS}=10.12pF/m，c_G=5.97pF/m，c_S=11.52pF/m] 708

9.7.2 对于9.7.1题中的传输线，求当两端接地的情况下，屏蔽层影响电感耦合时的频率。[970Hz]

9.7.3 如果9.7.1题中的屏蔽层两端接地，传输线长为2m且R_S=0，R_L=1kΩ，R_{NE}=100Ω，R_{FE}=50Ω，求100Hz，1kHz，100kHz和10MHz时的近端串扰传输系数。[0.38×10^{-6}, 2.67×10^{-6}, 3.72×10^{-6}, 3.72×10^{-6}]

9.7.4 对于如图P9.3.4所示的带状电缆，设总的互电感和互电容分别为L_m=0.4μH和C_m=

400pF，如果$V_S(t)$为幅度为1V的1MHz正弦波，且终端阻抗$R_S=R_L=R_{NE}=R_{FE}=50\Omega$，求当屏蔽层包围接收导线且与参考导线的近端相连时的近端串扰电压。[12.57mV]。屏蔽层能减少多少干扰？[10.88dB]

9.7.5 考虑如图P9.4.4所示的位于接地平面上方的两导线，传输线的参数为$l_m=2\text{nH/m}$，$c_m=0.6\text{pF/m}$，$V_S(t)=1\cos\omega t\text{V}$，$f=1\text{MHz}$，$\mathscr{L}=2\text{m}$，$R_S=0$，$R_L=50\Omega$，$R_{NE}=100\Omega$，$R_{FE}=200\Omega$。屏蔽层包围接收导线且仅在近端与接地平面相连。求近端的串扰电压。[0.167 6cos ($\omega t+90°$) mV]屏蔽层降低了多少串扰？[12dB]

9.7.6 第9.7.5题中的屏蔽层两端接地，单位长度的电阻为1Ω/m，单位长度的互电感为$l_s=16\mu\text{H/m}$，求近端的串扰电压。[1.667cos ($\omega t+0°$)μV]

9.8 双绞线

9.8.1 考虑如图P9.8.1所示的不平衡发射双绞线，假设发射导线为28# (7×36) 规格的扭绞线，接收导线也一样，距接地平面1in高，发射电路和接收电路的间距为$S=1/4\text{in}$，发射导线之间的间距仅为它们的绝缘层厚度，已知$d=35\text{mil}$。忽略导线绝缘层的影响，计算单位长度的参数。[$l_{G1R}=(\mu_0/4\pi)\ln[1+4h_Gh_R/(s+\Delta d)^2]=0.404\mu\text{H/m}$，$l_{G2R}=(\mu_0/4\pi)\ln[1+4h_Gh_R/(s-\Delta d)^2]=0.432\mu\text{H/m}$，$l_{G1G2}=(\mu_0/4\pi)\ln(1+4h_G^2/d^2)=0.809\mu\text{H/m}$，$l_{G1}=(\mu_0/2\pi)\ln(2h_{G1}/r_{wG1})=1.12\mu\text{H/m}$，$l_{G2}=(\mu_0/2\pi)\ln(2h_{G2}/r_{wG2})=1.12\mu\text{H/m}$，$l_R=(\mu_0/2\pi)\ln(2h_R/r_{wR})=1.12\mu\text{H/m}$，$c_{G1R}=2.047\text{pF/m}$，$c_{G2R}=3.112\text{pF/m}$，$c_{G1G2}=14.61\text{pF/m}$，$c_{G1}=4.61\text{pF/m}$，$c_{G2}=4.012\text{pF/m}$，$c_R=6.73\text{pF/m}$]

709

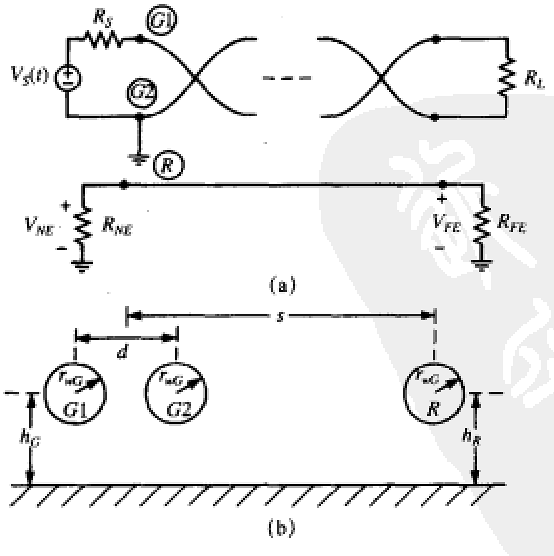


图 P9.8.1

9.8.2 对于9.8.1题中的不平衡双绞线，如果$R_S=R_L=R_{NE}=R_{FE}=10\Omega$，传输线长10m，扭绞率为10绞/m，求近端和远端的串扰传输系数。[$M_{NE}^{IND}=3.45\times10^{-11}$，$M_{FE}^{IND}=-3.45\times10^{-11}$，$M_{NE}^{CAP}=M_{FE}^{CAP}=6.449\times10^{-11}$]如果$V_s(t)$为5V，1MHz的正弦波，求近端和远端的串

扰电压。[$V_{NE}=3.11$mV，$V_{FE}=0.941$mV]

9.8.3 假设9.8.1题中的发射双绞线是平衡的，求串扰传输系数。[$M_{FE}^{IND}=3.45\times10^{-11}$，$M_{FE}^{IND}=-3.45\times10^{-11}$ $M_{NE}^{CAP}=M_{FE}^{CAP}=0$] 如果$V_s(t)$是一个5V，1MHz的正弦波，求近端和远端的串扰电压。[$V_{NE}=1.085\text{mV}=V_{FE}$]

710

参考文献

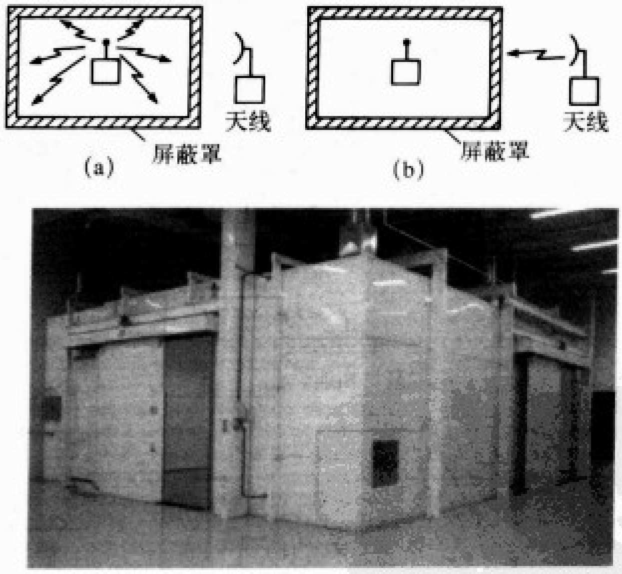
1. C. R. Paul and S. A. Nasar, *Introduction to Electromagnetic Fields*, 2nd ed. McGraw-Hill, New York, 1987.
2. C. R. Paul, *Electromagnetics for Engineers: with Applications to Digital Systems and Electromagnetic Interference*, Wiley, New York (2004).
3. C. R. Paul, *Analysis of Multiconductor Transmission Lines*, Wiley-Interscience, New York, 1994.
4. C. R. Paul, *Applications of multiconductor Transmission Line Theory to the prediction of cable coupling*. Vol. I, *Multiconductor Transmission Line Theory*, Technical Report, Rome Air Development Center, Griffiss AFB, NY, RADC-TR-76-101 (April 1976) (A025028)
5. C. R. Paul, Crosstalk, *Handbook of Electromagnetic Compatibility*, Academic Press. San Diego, CA, 1995, Chapter 2, Part II.
6. C. R. Paul, Coupled transmission lines, *Encyclopedia of RF* and *Microwave Engineering*, Wiley-Interscience, Hoboken, NJ, 2005, pp. 863-882.
7. J. C. Clements, C. R. Paul, and A. T. Adams, Two-dimensional systems of dielectric- coated, cylindrical conductors, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-17**, 238-248 (1975).
8. R. F. Harrington, *Field Computation by Moment Methods*, Macmillan, New York, 1968.
9. C. R. Paul and A. E. Feather, Computation of the transmission-line inductance and capacitance matrices from the generalized capacitance matrix, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-18**(4), 175-183 (Nov. 1976).
10. C. R. Paul, Decoupling the multiconductor transmission-line equations, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **MTT-44**(8), 1429-1440 (Aug. 1996).
11. C. R. Paul, Solution of the transmission line equations for three-conductor lines in homo- geneous media, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-20**, 216-222 (1978).
12. C. R. Paul, Solution of the transmission-line equations under the weak-coupling assumption, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-44**(3) 413-424 (Aug. 2002).
13. C. R. Paul, Prediction of crosstalk in ribbon cables: Comparison of model predictions and experimental results, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-20**, 394-406 (1978).
14. C. R. Paul, On the superposition of inductive and capacitive coupling in crosstalk prediction models, *IEEE Trans. Electromag. Compat.*, **EMC-24**, 335-343 (1982).
15. C. R. Paul, A simple SPICE model for coupled transmission lines, *1988 IEEE Int. Symp. Electromagnetic Compatibility*, Seattle, WA, Sept. 1988.
16. C. R. Paul, Transmission-line modeling of shielded wires for crosstalk prediction, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-23**, 345-351 (1981).
17. C. R. Paul, SHIELD – a digital computer for the prediction of crosstalk to shielded cables, *1983 It. Symp. Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility*, Zurich, Switzerland, March 1983.
18. C. R. Paul and W. E. Beech, Prediction of crosstalk in flatpack, coaxial cables, *1984 IEEE Int. Symp. Electromagnetic Compatibility*, San Antonio, TX, April 1984.
19. C. R. Paul, *Applications of Multiconductor Transmission Line Theory to the Prediction of Cable Coupling*, Vol. VIII, *Prediction of Crosstalk Involving Braided, Shield Cables*. Technical Report, Rome Air Development Center, Griffiss AFB, NY, RADC-TR-76-101, Aug. 1980.

20. C. R. Paul, SHIELD, *A Digital Computer Program for Computing Crosstalk between Shielded Cables*, Technical Report, Rome Air Development Center, Griffiss AFB, NY, RADC-TR-82-286, Vol. IV B, Nov. 1982.
21. C. R. Paul and W.E. Beech, *Prediction of Crosstalk in Flatpack Coaxial Cables*, Technical Report, Rome Air Development Center, Griffiss AFB, NY, RADC-TR-82-286, Vol. IV F. Dec. 1984.
22. C. R. Paul and B. A. Bowles, Symbolic solution of the multiconductor transmission-line equations for lines containing shielded wires, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-33**, 149-162 (1991); see also B. A. Bowles, *Literal Solution to the Transmission Line Equations for Shielded Wires*. MSEE thesis, University of Kentucky, Dec 1990.
23. C. R. Paul, Effect of pigtails on crosstalk to braided-shield cables, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-22**, 161 - 172 (1980).
24. C. R. Paul and J. A. McKnight, Prediction of crosstalk involving twisted pairs of wires, Part I: A transmission line model for twisted wire pairs, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EM C-21**, 92 - 105 (1979).
25. C. R. Paul and J. A. McKnight, Prediction of crosstalk involving twisted pairs of wires, Part II: A simplified, low-frequency prediction model, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-21**, 105 - 114 (1979)
26. C.R. Paul and J. A. McKnight, *Applications of Multiconductor Transmission Line Theory to the Predictions of Cable Coupling*. Vol. V, *Prediction of Crosstalk Involving Twisted Wire Pairs*, Technical Report, Rome Air Development Center, Griffiss AFB, NY, RADC- TR-76-101 (February 1978). (A053559)
27. C. R. Paul and M. B. Jolly, Sensitivity of crosstalk in twisted-pair circuits to line twist, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-24**, 359-364 (1982).
28. C. R. Paul and M. B. Jolly, Crosstalk in balanced, twisted-pair circuits, *1981 IEEE Int. Symp. Electromagnetic Compatibility*, Boulder, CO, Aug. 1981.
29. C. R. Paul and M. B. Jolly, *Crosstalk in Twisted-Wire Circuits*, Technical Report, Rome Air Development Center, Griffiss AFB, NY, RADC-TR-82-286, Vol. IV C, Nov. 1982.
30. C. R. Paul and D. Koopman, Sensitivity of coupling to balanced, twisted pair lines to line twist, *1983 Int. Symp. and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility*, Zurich, Switzerland, March 1983.
31. C. R. Paul and D. Koopman, *Prediction of Crosstalk in Balanced, Twisted Pair Circuits*. Technical Report, Rome Air Development Center, Griffiss AFB, NY, RADC-TR-82-286, Vol. IV D, Aug. 1984.

711 ~ 712

第10章 屏　　蔽

本章讨论电子电路的屏蔽概念。屏蔽这个术语通常是指将电子产品或产品的一部分完全封闭的金属外壳。如图10-1所举例说明的，屏蔽有两个目的。第一，如图10-1a所示，为了防止产品的电子电路或部分电子电路辐射发射到产品边缘外面。这里的动机是既要避免产品不符合辐射发射的限值，又要防止导致产品对其他电子产品的干扰；第二，如图10-1b所示，为了防止产品外部的辐射发射耦合到产品内部的电子电路上，导致产品内部的干扰。例如，屏蔽能用来降低对诸如大功率雷达或无线电和电视发射机等的外部信号的敏感度。用于EMC测试的屏蔽室的照片如图10-1c所示。



(c)

（a）抑制辐射发射；（b）屏蔽辐射发射；（c）屏蔽室（经ETS-Lindgren公司同意）

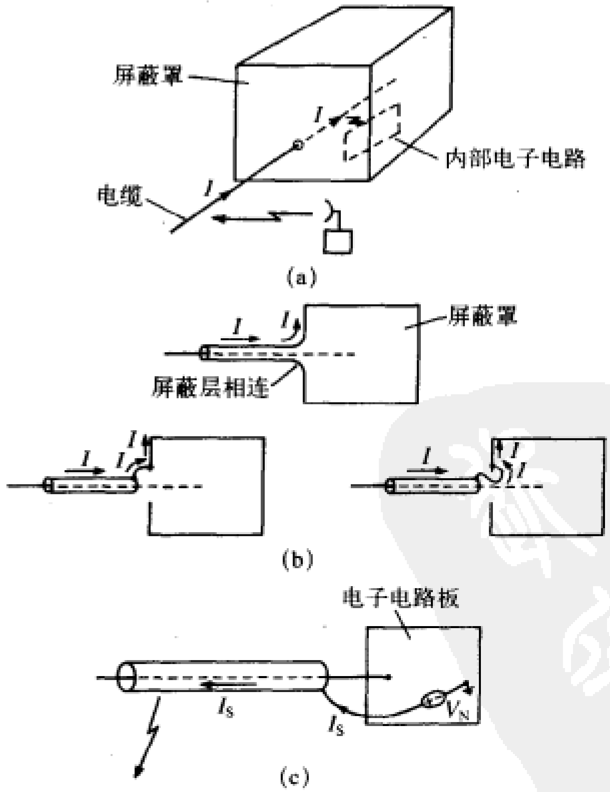
图10-1　屏蔽外壳的使用举例

因此，从概念上讲，屏蔽是电磁场传播的障碍。我们将屏蔽层的屏蔽效能认为是入射到屏蔽层的电（磁）场幅度与穿透屏蔽层传输的电（磁）场幅度之比。也可以将屏蔽效能看作产品有无屏蔽时入射到产品电子电路中的电（磁）场之比。在后者的意义上，我们可以把屏蔽效能量化为在第6章中所讨论的滤波器的插入损耗。这些概念给出了关于屏蔽这个术语的定性意义，这个概念在以下章节的讨论中将更精确、更量化。

我们将在下几节中计算屏蔽效能的理想值，并得到一些几百个dB数量级的相当大的屏蔽效能值。100dB的屏蔽效能意味着入射场穿过屏蔽层时被减小了100 000倍！为了

得到理想的极其大的屏蔽效能，屏蔽层必须完全包围电子电路，必须没有穿透，如孔、孔缝、电缆等。除非经过正确处理，否则屏蔽层上的任何开孔都会大大降低屏蔽效能。例如，考虑一个封闭的金属盒（屏蔽），只有一条电缆穿透它，如图10-2a所示。假设附近有一个诸如天线的辐射源辐射电磁场。该电磁场就会耦合到导线上，在导线中产生电流。该电流不受任何阻碍地流入外壳，耦合进内部的电子电路。反过来也一样，屏蔽层内部的噪声耦合到导线上，从导线流出外壳产生辐射。这种类型的穿透实际上将会使屏蔽无效。类似于这样的电缆穿透必须正确处理以保护屏蔽层的有效性。常用的办法是在电缆出入口处提供滤波，或者使用屏蔽电缆，它的屏蔽层边缘与产品的屏蔽层相连接，如图10-2b所示[1]。可以观察到外部电磁场将在导线中感应出电流。简单地用另一根导线把电缆屏蔽层与产品屏蔽层相连，如图10-2b所示，将导致电缆屏蔽层上的电流传导至产品屏蔽层的内表面，它们在那儿有可能再次向产品的内部电路辐射，而降低产品屏蔽层的屏蔽效能。

714～715



（a）电缆穿过外壳使外部场（内部场）直接进入或向外泄漏；（b）在屏蔽外壳的电缆入口处用软辫线端接电缆的屏蔽层；（c）将电缆屏蔽层与存在噪声的点相连会导致屏蔽层的辐射

图10-2　使屏蔽效能严重降级的重要的实际考虑

再次，反过来也一样。除非电缆的屏蔽层边缘与外壳相连，否则外壳内部的噪声电流会沿着屏蔽层的外表面流出外壳，向外辐射。把电缆周围的整个屏蔽层去掉实际上会

降低电缆的辐射发射！作者看到过这种现象发生，例如，把并行接口点阵式打印机与个人计算机的打印电缆连接起来。作为一般原则，包围电缆线的屏蔽层将不会降低电缆的辐射发射。对这种现象的解释如图10-2c所示。为了实现电缆的屏蔽效能以降低电缆的辐射发射，电缆的屏蔽层必须连接在零电位点上（理想接地）。如果屏蔽连接点处连接有软辫线，而该点即为电子电路PCB的逻辑地，电压一直在变化中，如图10-2c所示,那么将构成一个单极天线（电缆屏蔽层）。如果电缆屏蔽层的长度等于$\lambda_0/4$，那么屏蔽层将成为有效的辐射器。辅助电缆，如PC机的打印电缆一般为1.5m，在50MHz时为四分之一波长。由这种辅助电缆中的共模电流引起的产品辐射发射中的谐振经常可以在50MHz～100MHz频率范围内观察到。拆掉这些辅助电缆常常能消除谐振并降低被加强的辐射发射。

另一种常见的穿透是在屏蔽层中的孔或孔缝。屏蔽内部或外部的场都会通过这些孔缝辐射，因此而降低屏蔽效能。这可以由一个重要原理，即众所周知的巴比涅原理（Babinet's principle）[2]来说明。为了举例说明这个原理，考虑如图10-3a所示的在理想导电屏蔽壳上切割出的孔缝。一根传输线连接在孔缝的两点之间作为激励，由该“孔缝天线”辐射的远场记作$E_{\theta s}$、$E_{\phi s}$、$H_{\theta s}$和$H_{\phi s}$。现在考虑如图10-3b所示的互补结构，它由代替屏蔽层的自由空间和代替孔缝的相同形状的理想导体构成。天线再次由与其两半部分相连的传输线馈电，由这种互补结构所辐射的远场记作$E_{\theta c}$、$E_{\phi c}$、$H_{\theta c}$和$H_{\phi c}$。巴比涅原理说明由带孔缝的屏蔽壳辐射的远场与由互补结构辐射的远场通过以下公式相联系[2]。

$$E_{\theta s} = H_{\theta c} \tag{10.1a}$$

$$E_{\phi s} = H_{\phi c} \tag{10.1b}$$

$$H_{\theta s} = -\frac{E_{\theta c}}{\eta_0^2} \tag{10.1c}$$

716

$$H_{\phi s} = -\frac{E_{\phi c}}{\eta_0^2} \tag{10.1d}$$

这表明孔缝可能成为与导体尺寸等于孔缝尺寸的天线一样的有效辐射体。这也为屏蔽层上的孔缝对降低屏蔽层屏蔽效能的作用提供了很好的研究。例如，假设如图10-3a所示的孔缝的大小为半个波长，$L=\lambda_0/2$。利用巴比涅原理可知，该孔缝的辐射特性（交替变化的E和H）与如图10-3b所示的相同长度的偶极子天线相同。我们知道如图10-3b所示的半波长偶极子天线，$L=\lambda_0/2$，是非常有效的辐射结构。因此，相同长度的孔缝也是非常有效的辐射器，可看到随着孔缝宽度W的变小，孔缝（互补偶极子）依然是有效的辐射器。因此，我们不应陷于这样的考虑：“如果我们看不见有很多光线透过一个孔缝，那么它就不能很好的辐射。”当然，这也不是真的，这种孔缝可位于屏蔽壳的很多地方，使能进入屏蔽壳内部的盖子在其周围就有孔缝，类似让人进入暗室的门。因此，我们通过在孔缝中放置导电填料或在门周围一圈安装铍簧片来处理这些孔缝以“短路”那儿的孔缝天线。

717

这些考虑应该提醒读者这样一个事实，那就是不应依靠屏蔽来完全消除产品的辐射发射。有很多电子产品不使用屏蔽外壳却能符合辐射发射和传导发射规定的限值。电子打字机和打印机使用塑料外壳。其费用和无法靠近金属外壳这一缺点使这些类型的产品无法使用屏蔽。另一方面，PC机和大型主机使用金属外壳，所以有效处理所有的穿孔将为这些类型的产品提供屏蔽的有效使用。作为一个首要原则，不管产品是否采用屏蔽，

EMC设计者都应把相同的EMC设计原则考虑到产品的设计中去。

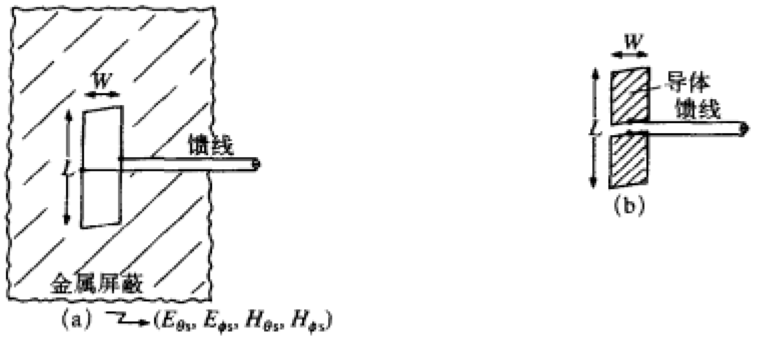


图10-3 举例说明屏蔽层上的孔缝的作用（以巴比涅原理举例说明）

下面讨论的屏蔽原理将不再举例说明屏蔽的量化。

10.1 屏蔽效能

本节中，我们将定量讨论金属屏蔽壳的屏蔽效能。上面讨论了屏蔽效能的一般概念。为了定量说明这些概念，我们考虑厚度为t、电导率为σ、相对介电常数为$\varepsilon_r=1$、相对磁导率为μ_r的金属屏蔽层的一般性问题，如图10-4所示。电磁波入射到该屏蔽层，产生了反射波，并有一部分入射波穿透屏蔽层。在电气领域屏蔽层的*屏蔽效能*的单位为dB，定义为：

$$\mathrm{SE}=20\log_{10}\left|\frac{\hat{E}_i}{\hat{E}_t}\right| \tag{10.2}$$

注意，由于入射场大于穿透屏蔽层的场，所以结果为正。例如，120dB的屏蔽效能意味着透射场的幅度比入射场的幅度减小了10^6。一些屏蔽效能以透射场与入射场的比来定义，这些定义将给出以dB为单位的负值，为式（10.2）的负数。屏蔽效能以磁场的形式来定义为：

718

$$\mathrm{SE}=20\log_{10}\left|\frac{\hat{H}_i}{\hat{H}_t}\right| \tag{10.3}$$

如果入射场为均匀平面波，屏蔽层两侧的媒质相同，那么这两种定义是相同的，因为电场和磁场由媒质的本征阻抗联系起来。对于近场和/或边界两侧是不同媒质的情况两者是不等效的。然而，式（10.2）以电场形式定义的屏蔽效能常常被作为两种情况中的任一种的标准。

719

当入射场穿过屏蔽层时，有几种现象会使入射场减小。考虑图10-5中的图示，该图表明了这些现象的第一种作用是屏蔽层左表面的*反射*。入射场被反射的部分由该表面的反射系数确定（见第7章中的7.6节）。越过该表面的电波部分将穿透屏蔽层。当电波穿过导电媒质时，它的幅度根据因子$e^{-\alpha t}$而衰减，其中α是附录B中讨论的媒质的衰减常数，这指的就是*吸收损耗*。当屏蔽层材料为良导体时（常常是这种情况），衰减常数α与材

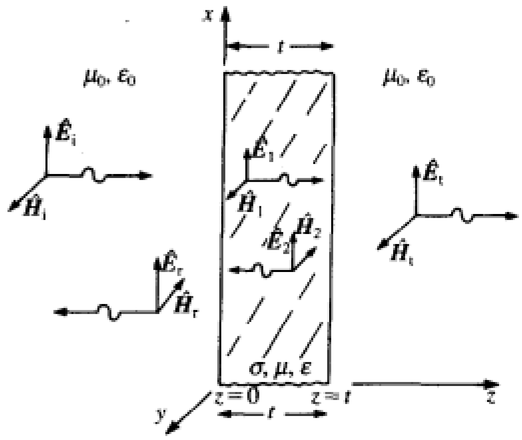


图10-4 举例说明导电屏蔽层对垂直入射均匀平面波的屏蔽效能

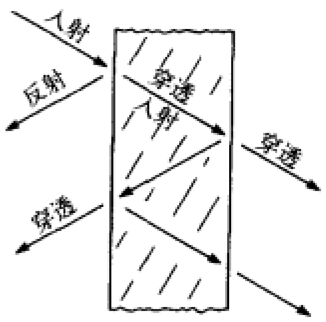


图10-5 举例说明屏蔽层内的多次反射

料的集肤深度δ有关，即$\alpha=1/\delta$，$\delta=1/\sqrt{\pi f\mu\sigma}$，这里$\mu$是屏蔽渗透率，$\sigma$是屏蔽电导率。因此场的幅度根据因子$e^{-z/\delta}$而衰减。如果屏蔽层的厚度$t$在入射波频率上远大于屏蔽层的集肤深度，那么穿透第一层表面的电波到达右表面时已经被大大衰减了。这部分波将成为在右表面的入射波，从金属入射到该表面。该入射波的一部分被反射，一部分越过屏蔽层进入屏蔽层右侧的媒质中。这部分波的反射部分经屏蔽层反射后穿过屏蔽层返回，入射的第一层表面是从金属入射的。这部分波的透射部分再次穿透左侧表面，成为左边媒质中总的反射场的一部分，被反射的部分继续向右传输。当这部分波穿过屏蔽层时再次被衰减，它再次穿过屏蔽层到达右表面，一部分被反射，一部分通过右表面传输，通过右表面传输的部分成为总的透射场的一部分。上述过程以同样的的方式继续下去，而额外的反射和透射场在穿越导电屏蔽层的过程中被逐渐衰减了。如果屏蔽层的厚度设计为远大于预期入射场频率上材料的集肤深度，那么，结果是屏蔽层的内表面几乎没有持续的多次反射。因此对于厚度远大于集肤深度的屏蔽层，这种多次反射和透射一般可以忽略不计，而只需考虑左表面和右表面的初始反射和透射。尽管如此，式（10.2）给出的屏蔽效能还是要分成三项的乘积，每一项分别代表了反射损耗、吸收损耗和多次反射因子，以dB为单位，这些因子相加：

$$\mathrm{SE}_{\mathrm{dB}}=R_{\mathrm{dB}}+A_{\mathrm{dB}}+M_{\mathrm{dB}} \tag{10.4}$$

720

其中，R表示左右表面的反射引起的反射损耗，A表示电波穿透屏蔽层时的吸收损耗，M表示附加的多次反射和透射损耗。可以观察到多次反射形成的场将与穿过右表面的初始透射场相加。因此，多次反射因子M为负值，一般会降低屏蔽效能（因为R和A为正值）。现在我们着手定量确定这些与屏蔽效能有关的因子。除了下面的推导，读者可参考做类似推导的相关文献[3~5，10]。

10.2　屏蔽效能——远场源

本节中我们假设入射场的源距离屏蔽层足够远，以至于入射波可近似为均匀平面波，其特性在附录B中讨论。我们首先确定屏蔽效能的精确解，然后确定解的近似形式以表明两种方法具有相同的结果，屏蔽层由厚度t远大于入射波频率上的集肤深度的良导体构成。

10.2.1　精确解

为了得到金属屏蔽层屏蔽效能的精确解，求解图10-4所示的问题。屏蔽层的厚度为t，导电率为σ，相对介电常数为$\varepsilon=\varepsilon_0$，相对磁导率为$\mu$，均匀入射波在它最左边的表面入射。考虑实际问题，屏蔽层两侧的媒质假设为自由空间。使用直角坐标系来定义问题，左表面位于xy面内的$z=0$处；右表面位于$z=t$处。根据麦克斯韦方程组解的一般特性，左侧媒质和屏蔽层中存在前向和后向行波。由于我们推论没有额外的屏蔽层产生反射场，因此假设屏蔽层的右侧媒质中只有前向行波。这些场的一般形式为（见B6.2节和参考文献[9, 10]）：

721

$$\vec{\hat{E}}_i = \hat{E}_i e^{-j\beta_0 z}\vec{a}_x \tag{10.5a}$$

$$\vec{\hat{H}}_i = \frac{\hat{E}_i}{\eta_0} e^{-j\beta_0 z}\vec{a}_y \tag{10.5b}$$

$$\vec{\hat{E}}_r = \hat{E}_r e^{j\beta_0 z}\vec{a}_x \tag{10.5c}$$

$$\vec{\hat{H}}_r = -\frac{\hat{E}_r}{\eta_0} e^{j\beta_0 z}\vec{a}_y \tag{10.5d}$$

$$\vec{\hat{E}}_1 = \hat{E}_1 e^{-\hat{\gamma} z}\vec{a}_x \tag{10.5e}$$

$$\vec{\hat{H}}_1 = \frac{\hat{E}_1}{\hat{\eta}} e^{-\hat{\gamma} z}\vec{a}_y \tag{10.5f}$$

$$\vec{\hat{E}}_2 = \hat{E}_2 e^{\hat{\gamma} z}\vec{a}_x \tag{10.5g}$$

$$\vec{\hat{H}}_2 = -\frac{\hat{E}_2}{\hat{\eta}} e^{\hat{\gamma} z}\vec{a}_y \tag{10.5h}$$

$$\vec{\hat{E}}_t = \hat{E}_t e^{-j\beta_0 z}\vec{a}_x \tag{10.5i}$$

$$\vec{\hat{H}}_t = \frac{\hat{E}_t}{\eta_0} e^{-j\beta_0 z}\vec{a}_y \tag{10.5j}$$

其中自由空间中的相位常数和固有阻抗为：

$$\beta_0 = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0} \tag{10.6a}$$

$$\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \tag{10.6b}$$

以及屏蔽层的传播常数和固有阻抗为：

$$\hat{\gamma} = \sqrt{j\omega\mu(\sigma + j\omega\varepsilon)} = \alpha + j\beta \tag{10.7a}$$

722

$$\hat{\eta} = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\varepsilon}} = \eta\angle\theta_\eta \tag{10.7b}$$

假设入射场$\hat{E}_i$的幅度已知。为了确定剩余的$\hat{E}_r$、$\hat{E}_1$、$\hat{E}_2$和$\hat{E}_t$的幅度，我们需要四个方程。

在两个边界$z=0$和$z=t$处对场矢量加上边界条件就可以得到这些方程。电场的切向分量在两个边界处连续，可得：

$$\vec{\hat{E}}_i|_{z=0} + \vec{\hat{E}}_r|_{z=0} = \vec{\hat{E}}_1|_{z=0} + \vec{\hat{E}}_2|_{z=0} \tag{10.8a}$$

$$\vec{\hat{E}}_1|_{z=t} + \vec{\hat{E}}_2|_{z=t} = \vec{\hat{E}}_t|_{z=t} \tag{10.8b}$$

磁场的切向分量在两个边界处连续，可得：

$$\vec{\hat{H}}_i|_{z=0} + \vec{\hat{H}}_r|_{z=0} = \vec{\hat{H}}_1|_{z=0} + \vec{\hat{H}}_2|_{z=0} \tag{10.9a}$$

$$\vec{\hat{H}}_1|_{z=t} + \vec{\hat{H}}_2|_{z=t} = \vec{\hat{H}}_t|_{z=t} \tag{10.9b}$$

代入式（10.5）得到所需的四个方程为：

$$\hat{E}_i + \hat{E}_r = \hat{E}_1 + \hat{E}_2 \tag{10.10a}$$

$$\hat{E}_1 e^{-\hat{\gamma}t} + \hat{E}_2 e^{\hat{\gamma}t} = \hat{E}_t e^{-j\beta_0 t} \tag{10.10b}$$

$$\frac{\hat{E}_i}{\eta_0} - \frac{\hat{E}_r}{\eta_0} = \frac{\hat{E}_1}{\hat{\eta}} - \frac{\hat{E}_2}{\hat{\eta}} \tag{10.10c}$$

$$\frac{\hat{E}_1}{\hat{\eta}} e^{-\hat{\gamma}t} - \frac{\hat{E}_2}{\hat{\eta}} e^{\hat{\gamma}t} = \frac{\hat{E}_t}{\eta_0} e^{-j\beta_0 t} \tag{10.10d}$$

求解这些方程得到入射波与透射波的比为：

$$\frac{\hat{E}_i}{\hat{E}_t} = \frac{(\eta_0+\hat{\eta})^2}{4\eta_0\hat{\eta}}\left[1-\left(\frac{\eta_0-\hat{\eta}}{\eta_0-\hat{\eta}}\right)^2 e^{-2t/\delta} e^{-j2\beta t}\right] e^{t/\delta} e^{j\beta t} e^{-j\beta_0 t} \tag{10.11}$$

方程（10.11）就是入射到边界上的总电场与穿过边界的透射电场之比的精确表达式。我们代入式（10.7a）中的关系式$\hat{\gamma}=\alpha+j\beta$和$\alpha=1/\delta$（假设屏蔽层材料是良导体），其中$\delta$是屏蔽层材料在入射波频率上的集肤深度。

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}} \tag{10.12}$$

723

然而，我们还可以做一些合理近似来简化该公式，在下面几节中用近似方法来推导结果，这不仅是简化结果，也说明在没有任何精确的显著损耗的条件下，用近似方法可以推导出相同的结果，如我们在下一节中所讨论的。

为了简化式（10.11），我们假设屏蔽层由良导体构成，所以导体的固有阻抗远小于自由空间的：$\hat{\eta} \ll \eta_0$。因此，可得近似式：

$$\frac{\eta_0-\hat{\eta}}{\eta_0+\hat{\eta}} \cong 1 \tag{10.13}$$

我们还假设集肤深度δ远小于屏蔽层的厚度t，因此：

$$e^{-\hat{\gamma}t} = e^{-\alpha t} e^{-j\beta t} = e^{-t/\delta} e^{-j\beta t} \ll 1 \qquad t \gg \delta \tag{10.14}$$

把这些近似式带入式（10.11），并取结果的绝对值，得：

$$\left|\frac{\hat{E}_i}{\hat{E}_t}\right| = \left|\frac{(\eta_0+\hat{\eta})^2}{4\eta_0\hat{\eta}}\right| e^{t/\delta} \cong \left|\frac{\eta_0}{4\hat{\eta}}\right| e^{t/\delta} \tag{10.15}$$

为了用dB表示屏蔽效能，根据式（10.2）对上述结果取对数，得：

$$SE_{dB} \cong \underbrace{20\log_{10}\left|\frac{\eta_0}{4\hat{\eta}}\right|}_{R_{dB}} + \underbrace{20\log_{10} e^{t/\delta}}_{A_{dB}} + M_{dB} \tag{10.16a}$$

式（10.4）中的多次反射损耗显然为式（10.11）中的中间一项：

724

$$M_{dB} = 20\log_{10}\left|1-\left(\frac{\eta_0-\hat{\eta}}{\eta_0+\hat{\eta}}\right)^2 e^{-2t/\delta}e^{-j2\beta t}\right| \cong 20\log_{10}\left|1-e^{-2t/\delta}e^{-j2t/\delta}\right| \tag{10.16b}$$

对于由 $\hat{\eta} \ll \eta_0$，厚度远大于集肤深度 $t \gg \delta$ 的良导体构成的屏蔽层可忽略上式。假定屏蔽层由良导体构成，我们也可代入 $\beta = \alpha = 1/\delta$（见附录B的B.6.4节），可观察到该项的形式为 $1-\hat{\Gamma}_{in}^2$，其中 $\hat{\Gamma}_{in} = [(\eta_0-\hat{\eta})/(\eta_0+\hat{\eta})]e^{-2\hat{\gamma}t}$，是右边界相对左边界的反射因子。对于厚度与集肤深度相比，$t \gg \delta$ 的屏蔽层，多次反射因子项近似为1（$M_{dB} \simeq 0$），这是无意义的。然而，与集肤深度相比很薄，$t \ll \delta$ 的屏蔽层，多次反射因子为负（以dB为单位），在这种情况下，多次反射会降低屏蔽层的屏蔽效能。例如，对 $t/\delta = 0.1$，由式（10.16b）可得 $M_{dB} = -11.8$dB。

精确解可分解成由反射导致的分量，由吸收导致的分量和由多次反射导致的分量，就如式（10.4）和式（10.16a）。下节中，我们用近似方法来推导上述结果。

10.2.2　近似解

现在我们考虑在假设屏蔽层为良导体 $\hat{\eta} \ll \eta_0$、厚度远大于入射波频率上的集肤深度，即 $t \gg \delta$ 的良导体构成的条件下推导上述结果。这些假设一般都是设计良好的屏蔽层所内含的，因此，从实际角度出发，这没什么限制。基本思想如图10-6所示。首先，值得注意的是近似求解类似于分析级联放大器总增益的问题。在这个问题上首先计算第一级的输入阻抗，把第二级的输入阻抗作为第一级的负载，然后可以计算出第一级的输出电压与输入电压之比；然后再把第三级的输入阻抗作为第二级的负载计算出第二级的输出电压与输入电压之比。这个过程一直进行下去，直到计算出最后一级的增益。级联放大器的总增益是各级增益的乘积。这种方法在计算过程中考虑了每一级的负载，这些负载是不能被忽略的。然而，如果每一级的输入阻抗相当大，这常见于FET和真空管放大器的情况，则负载阻抗可以忽略，级联放大器的总增益可作为单独的单级隔离放大器的增益来计算。

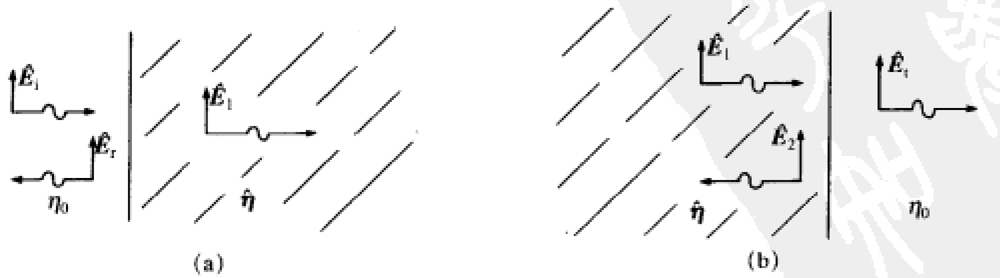


图10-6　均匀平面波屏蔽效能的近似计算

1. 反射损耗

我们采用的近似分析方法与上面所描述的级联放大器的分析方法类似。假设屏蔽层

的厚度远大于入射波频率上的集肤深度，则穿过如图10-4所示的屏蔽层的左表面的部分入射波$\hat{E}_1$到达右表面时被大大衰减了，因此当反射波$\hat{E}_2$到达左表面时已经不那么重要了，它对总的反射波$\hat{E}_r$的贡献很小。（当$\hat{E}_2$从第二个面返回左表面时也被大大衰减了。）因此可以通过假设屏蔽层无限厚而假设$\hat{E}_2=0$来近似计算穿透左表面的部分入射波$\hat{E}_1$。这就成为第7章7.6.2节中考虑的基本问题，如图10-6a所示。此时，透射系数为：

$$\frac{\hat{E}_1}{\hat{E}_i} \cong \frac{2\hat{\eta}}{\eta_0+\hat{\eta}} \tag{10.17}$$

725

如图10-16b所示的下一个基本问题发生在右表面，也与第7章的7.6.2节中考虑的基本问题有关。这种情况下的透射系数为：

$$\frac{\hat{E}_t}{\hat{E}_1} \cong \frac{2\eta_0}{\eta_0+\hat{\eta}} \tag{10.18}$$

注意到这时传播电波的媒质的本征阻抗为η_0，对入射波而言的本征阻抗为$\hat{\eta}$。在本问题的前半部分中，传播电波的媒质的本征阻抗为$\hat{\eta}$，而对入射波而言的本征阻抗为η_0。计算式（10.17）和式（10.18）的乘积得到无衰减条件下的透射场与入射场的比：

$$\frac{\hat{E}_t}{\hat{E}_i} = \frac{\hat{E}_t}{\hat{E}_1}\frac{\hat{E}_1}{\hat{E}_i} = \frac{2\eta_0}{\eta_0+\hat{\eta}}\frac{2\hat{\eta}}{\eta_0+\hat{\eta}} = \frac{4\eta_0\hat{\eta}}{(\eta_0+\hat{\eta})^2} \tag{10.19}$$

726

注意，因为$\hat{\eta} \ll \eta_0$，所以式（10.17）远小于式（10.18）。因此，在第一个边界处的透射系数很小，而在第二边界处近似为2，所以穿透第一（左）边界的电场很小。第一（左）边界处的反射系数为$\Gamma_1=(\hat{\eta}-\eta_0)/(\hat{\eta}+\eta_0)\cong -1$，电场被良导体有效“短路”。第二（右）边界处的反射系数为$\Gamma_2=(\eta_0-\hat{\eta})/(\eta_0+\hat{\eta})\cong +1$。这类似于传输线短路（左边界）或开路（右边界）时，在终端的反射电压。因此入射到每一面的大部分入射电场都被反射回来。然而，因为穿透第一边界的电场非常小，没什么意义，所以第二边界的反射系数近似为1！因此，式（10.4）中反射损耗那一项为：

$$R_{dB} = 20\log_{10}\left|\frac{\hat{E}_i}{\hat{E}_t}\right| = 20\log_{10}\left|\frac{(\eta_0+\hat{\eta})^2}{4\eta_0\hat{\eta}}\right| \cong 20\log_{10}\left|\frac{\eta_0}{4\hat{\eta}}\right| \tag{10.20}$$

其中代入了近似式$\hat{\eta} \ll \eta_0$。

考虑磁场的传输是非常有益的。回忆第7章的内容，反射系数和传输系数都只是通过电场导出的，不能用于磁场。如果希望确定反射磁场和透射磁场，需要用本征阻抗去除电场来得到：

$$\frac{\hat{H}_1}{\hat{H}_i} = \frac{\hat{E}_1/\hat{\eta}}{\hat{E}_i/\eta_0} = \frac{\hat{E}_1}{\hat{E}_i}\frac{\eta_0}{\hat{\eta}} = \frac{2\eta_0}{\eta_0+\hat{\eta}} \tag{10.21}$$

727

类似地，有：

$$\frac{\hat{H}_t}{\hat{H}_1} = \frac{\hat{E}_t/\eta_0}{\hat{E}_1/\hat{\eta}} = \frac{\hat{E}_t}{\hat{E}_1}\frac{\hat{\eta}}{\eta_0} = \frac{2\hat{\eta}}{\eta_0+\hat{\eta}} \tag{10.22}$$

计算式（10.21）和式（10.22）的乘积，得到透射磁场强度与入射磁场强度的比为：

$$\frac{\hat{H}_t}{\hat{H}_i} = \frac{\hat{H}_t}{\hat{H}_1}\frac{\hat{H}_1}{\hat{H}_i} = \frac{2\hat{\eta}}{\eta_0+\hat{\eta}}\frac{2\eta_0}{\eta_0+\hat{\eta}} = \frac{4\eta_0\hat{\eta}}{(\eta_0+\hat{\eta})^2} \tag{10.23}$$

比较式（10.23）和式（10.19）可知，透射电场和入射电场的比与透射磁场和入射磁场

的比相同。然而，还存在一个重要不同点：磁场的透射主要发生在左侧面，而电场的透射主要发生在右侧面。（见式（10.17）、式（10.18）、式（10.21）、式（10.22））。因此当磁场穿越边界时的衰减远比电场的衰减重要。这表明“厚”边界对磁场的屏蔽比对电场的屏蔽更有效。（因为穿过边界时主要是对磁场的衰减。）

由于电场的透射主要发生在第二边界，磁场的透射主要发生在第一边界，所以屏蔽厚度不如磁场屏蔽那么重要。由于磁场在第一边界处有显著的透射，屏蔽层的衰减对磁场屏蔽更有意义。因此较薄的屏蔽层能够对电场构成有效屏蔽，它能在第一边界处对电场进行有效“短路”。

2. 吸收损耗

前面的结果假设屏蔽层厚度远大于集肤深度，所以我们可以分别计算两个边界面上的反射和透射。然而在如式（10.19）中计算两个透射系数的乘积时，我们假设 $\hat{E}_1$ 在左侧面和右侧面的幅度相同。但是在右侧面的 $\hat{E}_1$ 的幅度会以 $e^{-t/\delta}$ 的速度衰减，因此很容易计算衰减——只需用 $e^{-t/\delta}$ 乘以式（10.19）。因此，计算衰减的吸收因子为：

728

$$A = e^{t/\delta} \tag{10.24}$$

以dB为单位，为：

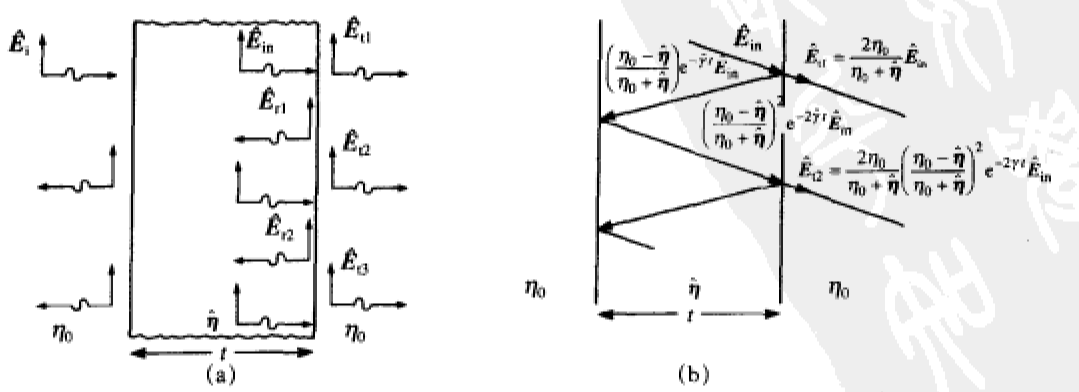
$$A_{dB} = 20\log_{10} e^{t/\delta} \tag{10.25}$$

3. 多次反射损耗

在前面的近似计算中，我们假设“二次反射”没有意义，因为当它们来回传输时二次反射波已被大量衰减了。如果假设屏蔽层的厚度不远大于集肤深度，那么多次反射和透射就很重要。特别是对于磁场，由于磁场的透射主要发生在第一边界，因此多次反射对磁场屏蔽而言就更显著。在多次反射显著的情况下，他们用10.16b式中给出的多次反射因子来计算，如图10-7a所示。总的透射电场为电场在右表面的第一次和第二次透射场之和：

$$\hat{E}_t = \hat{E}_{t1} + \hat{E}_{t2} + \hat{E}_{t3} + \cdots = \hat{E}_{t1}(1 + \Delta_2 + \Delta_3 + \cdots) \tag{10.26}$$

其中，$\hat{E}_{t1}$ 为穿透右表面的第一个电场，它们在前面的近似计算解中被认为是总的透射场忽略了多次反射面的影响。



（a）多次透射的合并，（b）以反射系数和透射系数来计算

图10-7　举例说明屏蔽层内多次反射的结果

考虑穿越左边界入射到右边界的电场 $\hat{E}_{in}$，如图10-7所示。穿越右边界的透射场部分为：

$$\hat{E}_{t1} = \frac{2\eta_0}{\eta_0 + \hat{\eta}}\hat{E}_{in} \tag{10.27}$$

反射回左边界的反射场部分为：

$$\hat{E}_{r1} = \frac{\eta_0 - \hat{\eta}}{\eta_0 + \hat{\eta}}\hat{E}_{in} \tag{10.28}$$

729

这可以通过乘以右边界的透射系数 $\hat{T} = 2\eta_0/(\eta_0 + \hat{\eta})$ 和反射系数 $\hat{\Gamma} = (\eta_0 - \hat{\eta})/(\eta_0 + \hat{\eta})$ 来得到（见7.6.2节）。该反射波$\hat{E}_{r1}$反向传输到左边界，它的衰减和相移可用系数 $e^{-\hat{\gamma}t}$ 来表示。左边界的入射波为$\hat{E}_{r1}e^{-\hat{\gamma}t}$，反射波为：

$$\left(\frac{\eta_0 - \hat{\eta}}{\eta_0 - \hat{\eta}}\right)e^{-2\hat{\gamma}t}E_{r1}$$

并传回第二个边界。由于又一次穿过了屏蔽层，所以当反射波到达第二边界时，再乘以 $e^{-\hat{\gamma}t}$。因此，入射到右表面的二次波为：

$$\left(\frac{\eta_0 - \hat{\eta}}{\eta_0 - \hat{\eta}}\right)e^{-2\hat{\gamma}t}E_{r1}$$

730

穿过右边界的部分为：

$$\hat{E}_{t2} = \frac{2\eta_0}{\eta_0 + \hat{\eta}}\left(\frac{\eta_0 - \hat{\eta}}{\eta_0 + \hat{\eta}}\right)e^{-2\hat{\gamma}t}E_{r1}$$

代入式（10.27）和式（10.28），得到用$\hat{E}_{t2}$表示的$\hat{E}_{t1}$为：

$$\hat{E}_{t2} = \left(\frac{\eta_0 - \hat{\eta}}{\eta_0 + \hat{\eta}}\right)^2 e^{-2\hat{\gamma}t}\hat{E}_{t1} = \Delta^2\hat{E}_{t1} \tag{10.29a}$$

其中，

$$\Delta = \left(\frac{\eta_0 - \hat{\eta}}{\eta_0 + \hat{\eta}}\right)e^{-\hat{\gamma}t} \tag{10.29b}$$

继续下去，给出总的透射电场为：

$$\hat{E}_t = \hat{E}_{t1}(1 + \Delta^2 + \Delta^4 + \cdots) = \frac{\hat{E}_{t1}}{(1 - \Delta^2)} \tag{10.30}$$

结果只对$|\Delta|<1$有效。

屏蔽效能为：

$$\begin{aligned}
SE_{dB} &= 20\log_{10}\left|\frac{\hat{E}_i}{\hat{E}_t}\right| \\
&= 20\log_{10}\left|\frac{\hat{E}_i}{\hat{E}_{t1}}\right| + 20\log_{10}|1 - \Delta^2| \\
&= \underbrace{20\log_{10}\left|\frac{\hat{E}_i}{\hat{E}_{t1}}\right|}_{R_{dB}+A_{dB}} + \underbrace{20\log_{10}\left|1 - \left(\frac{\eta_0 - \hat{\eta}}{\eta_0 + \hat{\eta}}\right)^2 e^{-2\hat{\gamma}t}\right|}_{M_{dB}}
\end{aligned} \tag{10.31}$$

731

4. 总损耗

综合上述结果可得式（10.4）给出的三个屏蔽效能分量。式（10.20）中给出了反射损耗。将良导体的本征阻抗的近似式：

$$\begin{aligned}\hat{\eta} &= \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\varepsilon}} \\ &= \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma}}\sqrt{\frac{1}{1+(j\omega\varepsilon/\sigma)}} \quad \left(\begin{array}{c}\text{屏蔽层为}\\\text{良导体}\\ \sigma/\omega\varepsilon \gg 1\end{array}\right) \\ &\cong \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma}} \\ &= \sqrt{\frac{\omega\mu}{\sigma}}\angle 45^\circ\end{aligned} \tag{10.32}$$

和：

$$\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \tag{10.33}$$

代入式（10.20），得：

$$R_{dB} = 20\log_{10}\left(\frac{1}{4}\sqrt{\frac{\sigma}{\omega\mu_r\varepsilon_0}}\right) \tag{10.34}$$

其中，我们假设$\mu=\mu_0\mu_r$和$\varepsilon=\varepsilon_0$。通常金属的导电率习惯于以铜的导电率$\sigma_{Cu}=5.8\times10^7$S/m为基准，因此，其他金属的导电率可写为$\sigma=\sigma_{Cu}\sigma_r$，其中$\sigma_r$是相对于铜的导电率。代入式（10.34），得：

$$R_{dB} = 168 + 10\log_{10}\left(\frac{\sigma_r}{\mu_r f}\right) \tag{10.35}$$

可见高导电率的金属在低频时的反射损耗最大。类似地，磁性材料，$\mu_r>1$，可降低反射损耗。反射损耗随频率以−10dB/10倍频的速度衰减。例如，考虑由铜构成的屏蔽层（$\mu_r=1$）。反射损耗在1kHz时为138dB。在10MHz时反射损耗为98dB。另一方面，钢板的$\mu_r=1\,000$，$\sigma_r=0.1$，1kHz时的反射损耗为98dB，10MHz时降为58dB。

732

式（10.25）给出的吸收损耗也可以简化，集肤深度为：

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f\mu\sigma}} = \frac{0.066\,09}{\sqrt{f\mu_r\sigma_r}}\ \text{m} = \frac{2.6}{\sqrt{f\mu_r\sigma_r}}\ \text{in.} = \frac{2602}{\sqrt{f\mu_r\sigma_r}}\ \text{mil} \tag{10.36}$$

把式（10.36）代入式（10.25），得：

$$\begin{aligned}A_{dB} &= 20\log_{10}e^{t/\delta} \\ &= \frac{20t}{\delta}\log_{10}e \\ &= \frac{8.686t}{\delta} \\ &= 131.4t\sqrt{f\mu_r\sigma_r} \quad (t\text{以米为单位}) \\ &= 3.338t\sqrt{f\mu_r\sigma_r} \quad (t\text{以英寸为单位})\end{aligned} \tag{10.37}$$

式（10.37）表明，吸收损耗在分贝刻度上随频率$\sqrt{f}$的升高而增加。这和与频率的平方

根成正比的吸收损耗相当不同，因此它在分贝刻度上以10dB/10倍频的速度增加。所以吸收损耗随频率的升高，增加很快。铁磁性材料$\mu_r \gg 1$与铜（假设$\mu_r \sigma_r \gg 1$）相比损耗增大。吸收损耗可以用相对于集肤深度的屏蔽层的厚度来理解，由式（10.37）显然为：

$$
\begin{aligned}
A_{dB} &= \frac{8.686t}{\delta} \\
&= 8.7\ \text{dB} \qquad \frac{t}{\delta} = 1 \\
&= 17.4\ \text{dB} \qquad \frac{t}{\delta} = 2
\end{aligned} \tag{10.38}
$$

这举例说明了集肤深度在吸收损耗中的重要性。

733

可观察到反射损耗是比值σ_r/μ_r的函数，而吸收损耗是乘积$\sigma_r\mu_r$的函数。表10-1列出了不同材料的这些参数。

表 10-1

材料	σ_r	μ_r	$A \sim \mu_r\sigma_r$	$R \sim \sigma_r/\mu_r$
银	1.05	1	1.05	1.05
铜	1	1	1	1
金	0.7	1	0.7	0.7
铝	0.61	1	0.61	0.61
黄铜	0.26	1	0.26	0.26
青铜	0.18	1	0.18	0.18
锡	0.15	1	0.15	0.15
铅	0.08	1	0.08	0.08
镍	0.2	600	120	3.3×10^{-4}
不锈钢（430）	0.02	500	10	4×10^{-5}
钢（SAE1045）	0.1	1 000	100	1×10^{-4}
μ金属（1kHz）	0.03	30 000	900	1×10^{-6}
超导磁合金（1kHz）	0.03	100 000	3 000	3×10^{-7}

如图10-8所示为20mil厚的铜作为频率函数从10Hz到10MHz的屏蔽效能。可观察到吸收损耗在2MHz以上是主要的。图10-9给出了20mil厚的钢（SAE1045）的相同数据。画出的这些数据仅从10Hz到1MHz。注意这种材料的反射损耗仅在20kHz以下是主要的。这些数据表明，无论是铁磁性材料还是非铁磁性材料反射损耗对低频时的屏蔽效能都起了主要的作用。频率越高，铁磁性材料的吸收损耗越大，总的屏蔽效能就越高。值得重申的是，电场的透射主要发生在第二边界，而磁场的透射主要发生在第一边界，所以吸收损耗对于磁场的衰减更重要。

复习题10.1 求铝、黄铜和不锈钢在1MHz时的反射损耗。

答案：106dB，102 dB，64 dB。

复习题10.2 求铝、黄铜和不锈钢在1MHz时的集肤深度。

答案：3.33mil，5.1mil，0.82mil。

复习题10.3 求1/8in（125mil）厚的铝、黄铜和不锈钢在1MHz时的吸收损耗。

734

答案：326 dB，213 dB，1 320 dB。

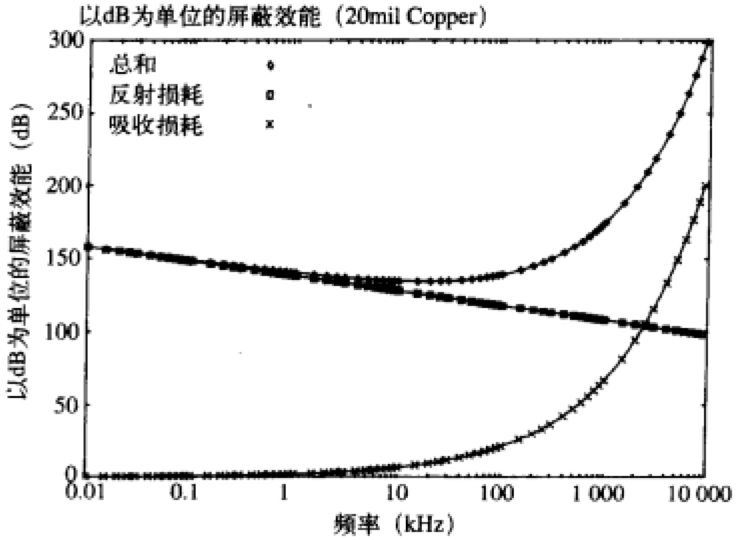


图10-8　20mil厚铜的屏蔽效能

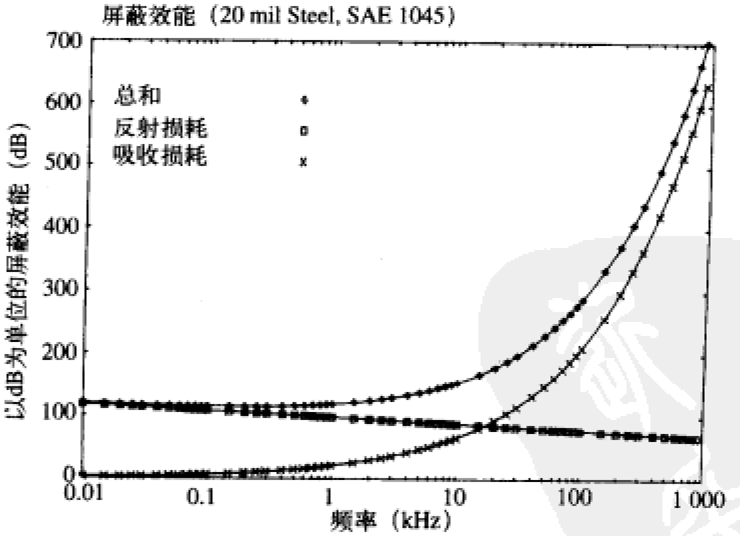


图10-9　20mil厚钢（SAE1045）的屏蔽效能

10.3　屏蔽效能——近场源

前面分析屏蔽效能时假设了垂直入射到屏蔽体表面的均匀平面波，因此，实际上是假设了屏蔽体在入射场源的远场中。本节中我们将考虑近场源，我们将发现屏蔽技术依赖于源的类型，即源是磁场源还是电场源。必须指出的是近场的结构远比远场（简单，类似于均匀平面波）复杂。因此，分析平面导电屏蔽体对近场的作用非常复杂。读者可

参考文献中发表的正在进行的对近场屏蔽作用的分析。对电流环的近场屏蔽的分析见参考文献[6，7]，对线电流源的近场屏蔽分析见参考文献[8]。

期望像前几节中获得远场屏蔽的精确解那样得到近场屏蔽简单而又高度精确的公式是不切实际的。下面的结果是对精确解（非常复杂）的近似。这种近似方法的核心是对第7章中考虑的赫兹（电）偶极子和小磁环（偶极子）用自由空间的本征阻抗 $\eta_0=\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$，代替波阻抗 $\hat{Z}_w$。虽然这样近似有些粗略，但参考文献[8]中已对此进行了研究，并表明如果我们进行一些简单修正的话，就可以得到符合实际的较精确的结果。

735

10.3.1 近场和远场

为了举例说明为什么当靠近屏蔽体时区分不同类型的源很重要，考虑7.1节中讨论的基本电（赫兹）偶极子。我们发现距离场源足够远的地方，场类似于平面波，因为：（1）远场分量E_θ和H_ϕ正交；（2）这两个场矢量之比是媒质的本征阻抗$E_\theta/H_\phi=\eta_0$。在源的“近场”中这些条件不满足。特别地，为了满足这两个条件，距源的距离必须至少为$3\lambda_0$的数量级，即远场。通常，近场有比这更多的场分量，而且场分量也不简单地随距离的倒数$1/r$而变化，而是依赖于$1/r^2$和$1/r^3$。当$r=\lambda_0/2\pi$或接近$\lambda_0/6$时，$1/r$项等于$1/r^2$和$1/r^3$项。区分远场和近场的合理准则是近场和远场的边界应在E_θ与H_ϕ之比等于η_0处。该比值指的是波阻抗：

$$\hat{Z}_w=\frac{\hat{E}_\theta}{\hat{H}_\phi} \tag{10.39}$$

736

只有在远场中才适合用“本征阻抗”来表示波阻抗的特性。波阻抗为由从方程（7.1）得到的总场强之比：

$$\hat{Z}_w=\eta_0\frac{\mathrm{j}/\beta_0 r+1/(\beta_0 r)^2-\mathrm{j}/(\beta_0 r)^3}{\mathrm{j}/\beta_0 r+1/(\beta_0 r)^2} \tag{10.40}$$

如图10-10a所示为波阻抗的幅度与距源的距离之间的关系曲线。在远场中，$1/r$项是主要的，得到$\hat{Z}_w\cong\eta_0$。方程（10.40）在近场中可简化为：

$$\hat{Z}_w\cong\eta_0\left(-\mathrm{j}\frac{1}{\beta_0 r}\right)=\frac{\eta_0}{\beta_0 r}\angle{-90^\circ}\quad（近场\ \beta_0 r\ll 1） \tag{10.41}$$

在近场中电场正比于$1/r^3$而磁场正比于$1/r^2$：

$$\left.\begin{aligned}\hat{E}_\theta&\sim\frac{1}{r^3} \quad (10.42a)\\ \hat{H}_\phi&\sim\frac{1}{r^2} \quad (10.42b)\end{aligned}\right\}（电场源，近场）$$

另外，在偶极子的近场中，波阻抗远大于媒质的本征阻抗。因此电偶极子被认为是高阻抗源。因此电场源波阻抗的幅度为：

$$|\hat{Z}_w|_e=\frac{1}{2\pi f\varepsilon_0 r}=60\frac{\lambda_0}{r} \tag{10.43}$$

其中，下标e表示电场源（赫兹偶极子）。利用$\eta_0=120\pi$和$\beta_0=2\pi/\lambda_0$，可用自由空间的波长$\lambda_0=v_0/f$来表示式（10.41）。

基本磁偶极子（环）是电偶极子的对偶，因为我们可以交换电场和磁场以得到相应

的结果。基本磁偶极子（环）由式（7.8）给出。基本磁偶极子（环）的远场分量为E_ϕ和H_θ。源的波阻抗因此定义为：

$$\hat{Z}_w = \frac{\hat{E}_\phi}{\hat{H}_\theta} \tag{10.44}$$

737

得：

$$\hat{Z}_w = -\eta_0 \frac{j/\beta_0 r + 1/(\beta_0 r)^2}{j/\beta_0 r + 1/(\beta_0 r)^2 - j/(\beta_0 r)^3} \tag{10.45}$$

如图10-10b所示是波阻抗的幅度与距源的距离之间的关系曲线。在远场中，$1/r$项是主要的，$\hat{Z}_w \cong \eta_0$。式（10.45）在极近场中可简化为：

$$\hat{Z}_w \cong -j\eta_0\beta_0 r \cong \eta_0\beta_0 r \ \angle -90^\circ \quad (\text{近场}\beta_0 r << 1) \tag{10.46}$$

738

在近场中磁场正比于$1/r^3$而电场正比于$1/r^2$：

$$\hat{H}_\theta \sim \frac{1}{r^3} \tag{10.47a}$$

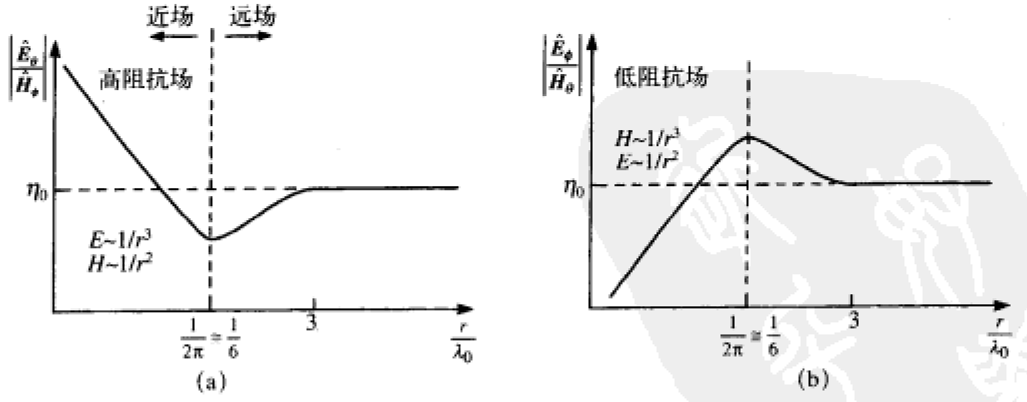
$$\hat{E}_\phi \sim \frac{1}{r^2} \tag{10.47b}$$

（磁场源，近场）

另外，在磁偶极子的近场中波阻抗远小于媒质的本征阻抗。因此磁偶极子被认为是低阻抗源。所以磁场源的波阻抗的幅度为：

$$|\hat{Z}_w|_m = 2\pi f \mu_0 r = 2369 \frac{r}{\lambda_0} \tag{10.48}$$

其中，下标m表示磁场源（磁环）。我们再次在式（10.46）中代入$\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$，$\beta_0 = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$和$\beta_0 = 2\pi/\lambda_0$。



(a) 电（赫兹）耦极子；(b) 磁（环）偶极子

图10-10 波阻抗

复习题10.4 在开关电源中的非常短的导线可用电偶极子来作模型。如果它流有开关基频100kHz的电流，求它在距离15cm处的辐射场的波阻抗幅度。利用式（10.40）的精确计算公式和式（10.41）的极近场计算公式来计算。

答案：$1.2 \times 10^6\Omega$，$1.2 \times 10^6\Omega$。

复习题10.5 在100kHz开关电源中的变压器可用小磁环（偶极子）来作模型。求

它在距离15cm处的辐射场的波阻抗幅度。利用式（10.45）的精确计算公式和式（10.46）的近似计算公式来计算。

答案：0.118Ω，0.118Ω。

电场、磁场源之间的不同使我们能够将许多从远场源得到的结果用于近场源的情况下。有很多这种源的例子，例如，由绕在磁芯上的多匝线圈构成的变压器，在这种电磁源附近磁场是主要的。实际上，变压器类似于磁环。对这种源而言近场的特性是波阻抗远小于η_0，电场随$1/r^2$而变化，磁场随$1/r^3$而变化。火花隙和其他一些发生电弧的点是电场源的例子，如直流电动机的电刷。对于这种源而言，近场的特性是波阻抗远大于η_0，磁场随$1/r^2$而变化，电场随$1/r^3$而变化。 739

10.3.2 电场源

对远场源屏蔽的基本原理对近场源也普遍适用，但是近场源的类型是决定有效屏蔽方法的关键。此问题的精确解相比均匀平面波源的情况困难得多[6~8]。作为一种近似，我们把屏蔽效能写成为反射项、吸收项和多次反射项的乘积，利用前面的结果得到每个因子并在那些等式中用波阻抗$\hat{Z}_w$代替η_0。吸收损耗不受源的类型的影响。

用波阻抗代替自由空间的本征阻抗（式（10.20）中）后得到反射损耗：

$$R_{dB} = 20\log_{10}\left|\frac{(\hat{Z}_w+\hat{\eta})^2}{4\hat{Z}_w\hat{\eta}}\right| \cong 20\log_{10}\left|\frac{\hat{Z}_w}{4\hat{\eta}}\right| \tag{10.49}$$

代入式（10.43）给出的电场源的波阻抗和式（10.32）对良导体的近似，可得：

$$R_{e,dB} = 322 + 10\log_{10}\left(\frac{\sigma_r}{\mu_r f^3 r^2}\right) \tag{10.50}$$

铜屏蔽对电场源的反射损耗与距离源不同距离之间的关系如图10-11所示[3]，图中所示的对均匀平面波的反射损耗举例说明了当源与屏蔽体之间的距离增加时反射损耗是渐近收敛的。从图中还可以看出，近场电场源的反射损耗远远大于均匀平面波源的反射损耗，它也随着源和屏蔽体之间距离的减小而增大。

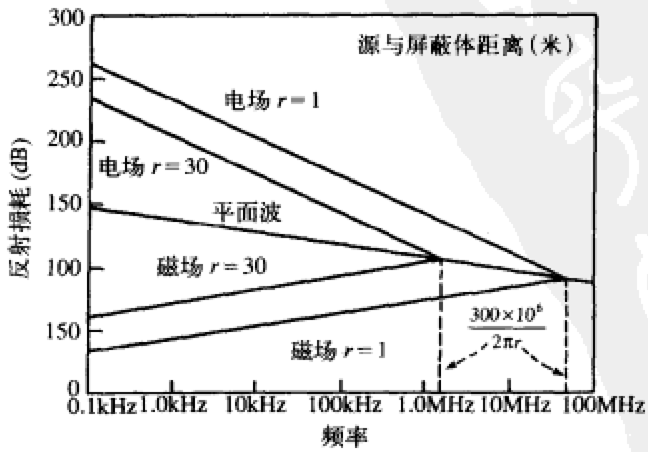


图10-11 电场源和磁场源的近场反射损耗[3]

10.3.3 磁场源

吸收损耗与均匀平面波源的相同。将式（10.48）中的波阻抗代入式（10.49）中，就可得到磁场源的近场反射损耗：

740

$$R_{\mathrm{m,dB}} = 14.57 + 10\log_{10}\left(\frac{fr^2\sigma_r}{\mu_r}\right) \tag{10.51}$$

图10-11表明磁场源的近场反射损耗与源和屏蔽体之间距离的不同及频率之间的关系[3]。可以观察到，反射损耗随着频率的降低而减小，小于平面波的反射损耗。结果低频时反射损耗往往可以忽略。另外，低频时的吸收损耗也很小，因此必须使用其他的方法来屏蔽低频近场磁场源。

在参考文献[8]中表明如果我们将距离r用$r/2$代替，那么式(10.51)给出的磁场源的近场反射损耗计算公式可以给出切合实际的精确预测。

复习题10.6 如果屏蔽层为铝，求复习题10.4中的问题的反射损耗。

答案：186dB。

复习题10.7 如果屏蔽层为不锈钢，求复习题10.5中的问题的反射损耗。

741

答案：4dB。

10.4 低频磁场的屏蔽

在前面几节中我们看到远场（均匀平面波）源的反射损耗是低频时屏蔽的主要机理，而吸收损耗是高频时屏蔽的主要机理。近场电场源的情况在很大程度上与均匀平面波的情况相同：低频时反射损耗是主要的，而高频时吸收损耗是主要的。对于近场磁场源在低频时的情形非常不同，对近场磁场源，吸收损耗在所有频率上都是屏蔽的主要机理。然而，低频时近场磁场源的反射损耗和吸收损耗都很小，所以必须采用其他更为有效的方法屏蔽低频磁场源。

有两种基本的屏蔽低频磁场源的方法：使用高导磁率材料分流磁通，或者由法拉第定律产生反向的磁通——这通常称为“短路线圈法”。图10-12a举例说明了用低磁阻（高磁导率）材料通路来分流磁通的方法。假设外部媒质是自由空间$\mu=\mu_0$，屏蔽体由磁导率为$\mu=\mu_r\mu_0$，μ_r>>1的铁磁性材料构成，磁场将被集中在低磁阻铁磁性通路内，因此而从屏蔽体内部被影响的区域分流。短路线圈法如图10-12b所示，放置如导线等导电环使入射磁场穿过导电环所包围的面积。根据法拉第电磁感应定律，它会在环中感应出电流$\hat{I}_{\mathrm{ind}}$和相关的磁通量ψ_{ind}。该感应磁通的极性或方向正好与原始的入射磁场相反，因此，环附近的净磁场减小了。这两种方法有很多应用。这代表了大多数能有效减小低频磁场影响的屏蔽情况。

但有两个因素会使磁通分流法的有效性降低，必须牢记：

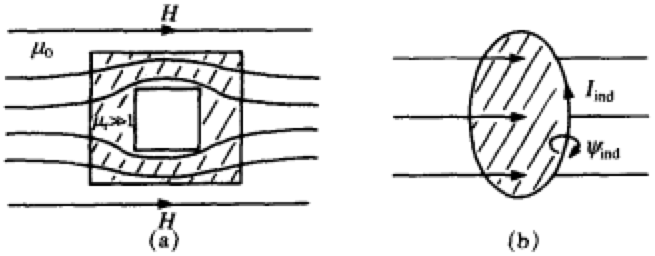
（1）铁磁性材料的磁导率随频率的升高而降低；

742

（2）铁磁性材料的磁导率随磁场场强的增加而降低。

磁性材料的生产商规定了铁磁性材料在低频时的相对磁导率，如1kHz，这样所得到的μ_r值可能是获得的最大的。例如，μ金属材料的相对磁导率从直流直到1kHz左右均大于10 000，如图10-13所示[3]。高于1kHz时，μ金属的相对磁导率急剧下降，高于

20kHz左右时都不比冷轧钢大。因此如μ金属等高磁导率材料在低于数十千赫兹时，比钢等低价材料对磁场更有效。为了屏蔽20kHz以上的磁场，钢材与这些高磁导率材料一样有效。这就是为什么开关电源的屏蔽外壳用钢而不是用μ金属构成的原因。钢材比μ金属更便宜，而且在开关的基频（20kHz~100kHz）和谐波频率上与μ金属一样有效。电源的屏蔽能防止开关变压器的低频、高电平磁场辐射到产品中的其他PCB板和导线上而导致功能问题或沿电源线传导出去引起传导发射问题。



（a）采用高磁导率的铁磁性材料分流磁场；（b）使用“短路线圈”产生反方向的磁场

图10-12 两种屏蔽低频磁场的重要方法

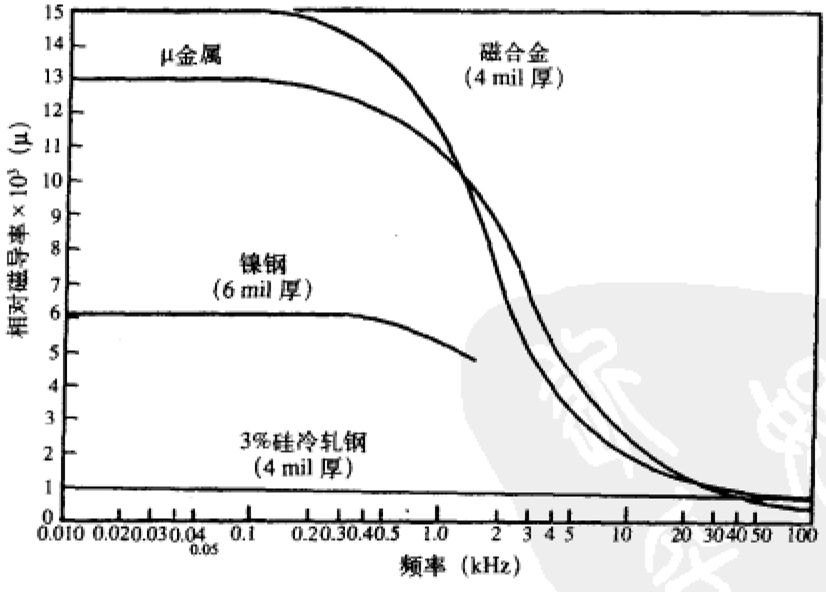
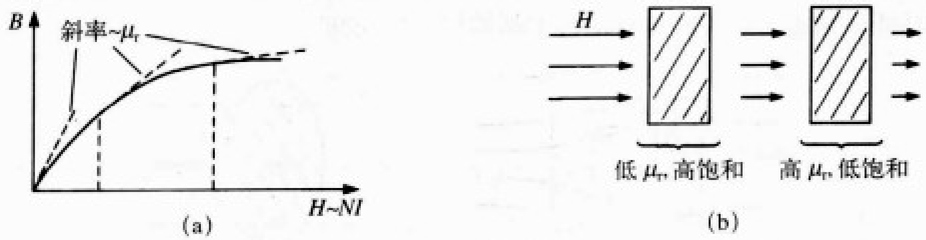


图10-13 不同的铁磁性材料与频率的关系举例

另一方面，如果场强不足以大得使材料饱和，那么用μ金属来屏蔽60Hz的干扰更有效。高电平磁场使铁磁性材料饱和的现象在第5章中讨论，如图10-14a所示。*B-H*曲线的斜率正比于材料的相对磁导率。如果一系列通有电流*I*的导线缠绕在铁磁芯材料上，那么磁场强度正比于安培匝数。因此，大电流给出高电平*H*，曲线的斜率变平缓，导致高电平磁场下μ_r减小。因此，由于低频时的高相对磁导率，即使是μ金属也会成为一种对60Hz磁场有效的屏蔽材料，但这是不可能实现的，因为60Hz电源电流常常很大。铁磁性材料生产商通常声明在低频（通常1kHz）和低场强条件下材料初始的相对磁导

率。减小饱和效应典型的方法是使用双层屏蔽，如图10-14b所示。第一层具有低磁导率μ_r，对饱和的敏感度低。这层屏蔽的目的是减小入射磁场使它不至于使第二层屏蔽饱和，第二层屏蔽具有高磁导率μ_r和很高的饱和可能性。通常第一层对电场提供一些反射损耗。

743



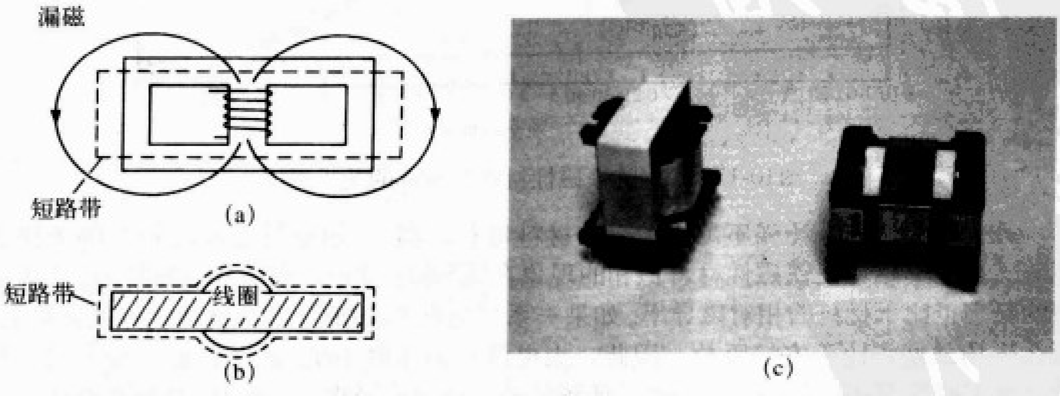
(a) B-H曲线；(b) 使用多层磁屏蔽降低饱和效应

图10-14 铁磁性材料重要的饱和现象举例

虽然第2章中没有讨论，但是有一些政府机构对产品的低频磁场发射规定了强制性限值。频率低于30MHz的辐射磁场用环天线测量。开关电源变压器的低频磁场辐射是符合这个法规要求的主要问题之一。

常用“短路线圈法”来减小开关电源变压器的磁场。由相互接触的铜条构成的导电线圈绕在变压器上，如图10-15a和图10-15b所示。这种“短路线圈”或“短路带”的目的是减小变压器漏磁的辐射磁场。重要的是环的放置要使环所包围的面尽可能与所要消除的磁通相互垂直，以使短路带中感应出最大的电动势。有些情况必须使用两个正交短路带。变压器磁芯必须有间隙以减小磁通和防止磁芯饱和，如6.3.3节中所讨论的。间隙处的漏磁（可能相当强）可能与线圈的磁通正交，这取决于间隙的位置。如果漏磁不能穿过与该面积相垂直的第一个短路带所包围的面积，那么第二短路带必须与第一短路带正交。变压器尤其是在开关电源的变压器上使用短路带，使产品符合规定的低频磁场的

744



(a) 侧视图；(b) 俯视图；(c) 带有用于降低由“E”型芯中的空隙所导致的辐射磁场的开关变压器的照片（经G-MAG公司同意）

图10-15 使用短路环线圈（带）有效减小变压器漏磁的辐射磁场

限值相当有效。它也可用来防止变压器的干扰，例如视频监视器可能被用户放置在被测产品顶端接近变压器处。带有“短路带”的开关电源变压器的照片如图10-15c所示。

如果屏蔽使用得当并适合当前所遇到的问题的话，屏蔽将是一种有效的抑制措施。例如电源外壳的低频磁场屏蔽和变压器上的短路带。屏蔽不应该在所有情况下都使用，因为它常常被误用并被期望过高。

10.5 孔缝效应

如前面指出的，出于实际原因，在很多情况下屏蔽体开孔是不可避免的。更常见的开孔之一是用于内部器件的散热。风扇常常用来把屏蔽体内部的热空气排出。读者会观察到，这种类型的开孔常常是大量小孔的形式，而不是一个大孔，一个重要原因如图10-16所示。考虑如图10-16a所示的固体屏蔽。屏蔽体上感应电流，正是由这些电流和它们相应的场产生的“散射”场减小或者抵消了入射场的影响，如7.6.2节所述，那里我们考虑了均匀平面波垂直入射到良导体的表面上。入射场感应表面电流，可以认为是该电流产生了反射场。反射场的极性必须使它抵消入射场以满足边界条件，即良导体的总的电场的切向分量必须为0。为了使屏蔽体达到这种抵消的目的，感应电流必须无阻碍流动。假设屏蔽体上的孔缝与感应电流的方向垂直，那么孔缝就会打断电流的流动，减小屏蔽效能。孔缝的宽度对此影响不大。如图10-16b和10-16c所示。另一方面，如图10-16d所示，如果我们使孔缝的方向平行于感应电流的方向，那么孔缝对屏蔽几乎没有影响。由于不容易判断感应电流的方向，所以也就不能正确设置孔缝的方向，因此用大量的小孔来代替，如图10-16e所示。 745～746

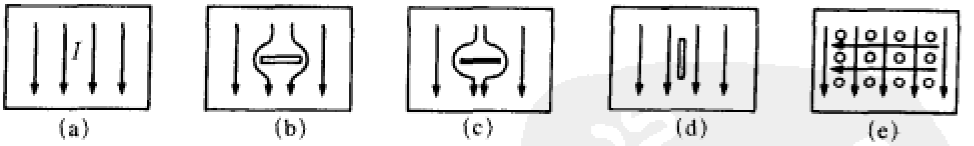
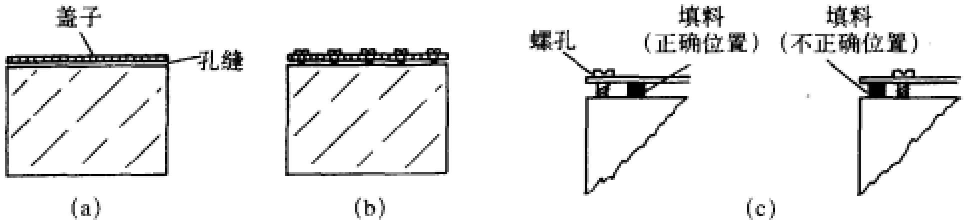


图10-16 孔缝对屏蔽壳上感应电流的影响举例说明。许多小孔的散热作用与一条长切口相当，但对感应电流的干扰很小，因此减小了由开口带来的性能降级

需要有进入屏蔽外壳的门。当这些门关闭时，门周围的间隙的作用类似于孔缝天线，这如前面所讨论的。即使孔缝很小，孔缝潜在的辐射也可能相当大，如前面的巴比涅原理所举例说明的。例如，假设如图10-17a所示的屏蔽外壳顶部需要使用盖子。巴比涅原理允许用相同长度的导体来代替孔缝，该导体产生的辐射与孔缝的辐射相同。这令人惊讶地说明*在确定孔缝的辐射发射时，孔缝长度比厚度更重要*。如果孔缝长度接近半波长，那么巴比涅原理清楚地说明孔缝的辐射电平类似于半波偶极子天线。这就是为什么需要很密地沿盖子设置螺孔以破坏潜在的孔缝天线的原因。如图10-17b所示，因为较短的线天线的辐射效率低于长天线。金属填料常用于填充孔缝，如图10-17c所示，形状有金属编织网或者铍铜合金“导电条”。填料应放置在任何可靠螺孔内部，因为如果它们放在螺孔外部，就不能防护螺孔的辐射。 747

屏蔽外壳上的开孔也可以使用“截止波导”原理来防护[9]。边长为d的正方形波导具有高次模TE_{mn}和TM_{mn}传播的截止频率，为[9]：



（a）根据巴比涅原理，缝的辐射与相同尺寸的导体一样有效；（b）许多间隔很近的螺孔破坏了孔缝的长度；（c）减小螺孔辐射的正确与不正确的填料放置

图10-17 门和盖的孔缝的影响举例

$$f_{c,mn}=\frac{v_0}{2d}\sqrt{m^2+n^2} \tag{10.52}$$

最低的传播模式为TE_{10}模，截止频率为：

$$f_{c,10}=\frac{v_0}{2d}=\frac{1.5\times10^8}{d}\quad(d\ 米)=\frac{5.9\times10^9}{d}\quad(d\ 英寸) \tag{10.53}$$

矩形波导对这些高次模的衰减可以通过波导的有效衰减常数的求解来计算[9, 11]：

748

$$\alpha_{mn}=\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\sqrt{\left(\frac{f_{c,mn}}{f}\right)^2-1} \tag{10.54}$$

其中，$f_{c,mn}$是特定模的截止频率。假设入射波的频率远小于模的截止频率，则式（10.54）可简化为：

$$\alpha_{mn}\cong\frac{2\pi f}{v_0}\frac{f_{c,mn}}{f}=\frac{2\pi f_{c,mn}}{v_0}\qquad f\ll f_{c,mn} \tag{10.55}$$

将等式代入求解最低的TE_{10}模的截止频率的公式（10.53）中，得：

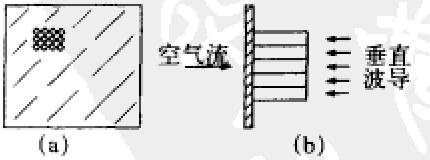
$$\alpha_{10}=\frac{\pi}{d} \tag{10.56}$$

长度为l的波导的衰减正比于$e^{-\alpha l}$。因此波导提供的衰减或屏蔽效能为：

$$SE_{dB}=20\log_{10}e^{\alpha_{10}l}=\alpha_{10}l\,20\log_{10}e=27.3\frac{l}{d} \tag{10.57}$$

这个相当简单的结果表明TE和TM模当它们波沿波导传输时被大大衰减了，且直接与波导的长度成正比。这就是使用截止波导允许空气流进入屏蔽外壳而同时阻止高频电磁波进入外壳的基础。把许多小的波导焊接在一起，形成“蜂窝”状，如图10-18所示，是为了提供足够的空气流动和给出合适的波导尺寸，在屏蔽室墙上的这些波导是为了通风，同时也为了防止低频场的进入。

749



（a）前视图；（b）侧视图

图10-18 使用截止波导原理提供外壳的散热并使电磁场的穿越最小

习题

10.1 屏蔽效能

10.1.1 查看典型的带金属机壳的个人计算机，列出允许信号从内部传到外部的“穿孔”，

使金属机壳的屏蔽无效。

10.1.2　用单极天线作为2m长的个人计算机打印电缆中的屏蔽层的模型（计算机的金属外壳作为接地平面），如果屏蔽层与金属机壳连接点处馈入1mV，37.5MHz的信号，求3m测量距离处的最大辐射发射。[53.5dBμV/m，垂直和平行于电缆]

10.1.3　参考文献[11]表明如图P10.1.3所示的互补孔缝问题，当周围媒质具有固有阻抗η时，互补偶极子的阻抗Z_d和孔缝的阻抗Z_s满足关系式 $\hat{Z}_s\hat{Z}_d=\eta^2/4$，用此结果去求长为 $L=\lambda/2$，宽为无限小的孔缝的阻抗。[$Z_s=(363-j211)\Omega$]

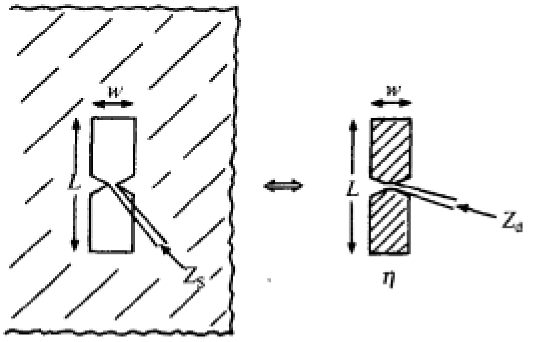


图　P10.1.3

10.2　屏蔽效能——远场源

10.2.1　求钢（SAE1045）在30MHz，100MHz和1GHz时的集肤深度。[0.048mil, 0.026mil, 0.008 2mil]对镍和黄铜重新计算上述各功率的集肤深度。[0.043 4mil, 0.023 8mil, 0.007 5mil, 0.93mil, 0.51mil, 0.16mil]

10.2.2　计算钢（SAE1045）和黄铜在30MHz，100MHz和1GHz时的固有阻抗。[$0.202\angle 45°\,\Omega$, $0.369\angle 45°\,\Omega$, $1.17\angle 45°\,\Omega$, $3.96\times10^{-3}\angle 45°\,\Omega$, $7.24\times10^{-3}\angle 45°\,\Omega$, $2.29\times10^{-2}\angle 45°\,\Omega$]

750

10.2.3　计算在30MHz，100MHz和1GHz时空气和钢的分界面上的电场反射系数和传输系数。[$0.999\angle 180°=-0.999$, $0.999\angle 180°=-0.999$, $0.996\angle 180°$；$1.07\times10^{-3}\angle 45°$, $1.96\times10^{-3}\angle 45°$, $6.2\times10^{-3}\angle 44.9°$]

10.2.4　假设在远场源的条件下，求20mil钢（SAE1045）屏蔽层在30MHz，100MHz和1GHz时的反射损耗和吸收损耗。[53.23dB, 3 656.6dB, 48dB, 6 676.0dB, 38dB, 21 111dB]

10.3　屏蔽效能——近场源

10.3.1　在近场电场源距离20mil钢（SAE1045）屏蔽层5cm时，求屏蔽层在10kHz，100kHz和1MHz时的反射损耗和吸收损耗。[188.02dB, 66.76dB, 158.02dB, 211.11dB, 128.02dB, 667.6dB]

10.3.2　在近场磁场源距离20mil钢（SAE1045）屏蔽层5cm时，求屏蔽层在10kHz，100kHz和1MHz时的反射损耗和吸收损耗。[−11.45dB用$R=0$, 66.76 dB, −1.45dB用$R=0$,

211.11dB，8.55dB，667.6dB]

10.3.3　由2000匝半径为5cm的导线构成的变压器通过50kHz，1A的电流，用小环作为该变压器的模型，计算环平面上距离环中心3m处的磁通密度。[5.8×10^{-8}Wb/m^2]

10.4　低频磁场屏蔽

10.4.1　讨论一般的具有按压盖的镀锌锡罐在屏蔽方面的优点。

10.5　孔缝效应

10.5.1　如果波导的口径为100mil × 100mil，计算能提供100dB衰减的波导的长度。[9.3mm]用该波导可以衰减哪个频率范围内的波（至少以波导传播模式传播？）[直流到59GHz]

751

参考文献

1. E. F. Vance, Electromagnetic-interference control, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-22**, 319 – 328 (1980).
2. C. A. Balanis, *Antenna Theory Analysis and Design*, Harper & Row, New York, 1982.
3. H. W. Ott, *Noise Reduction Techniques in Electronic Systems*, 2nd ed., Wiley-Interscience, New York, 1988.
4. S. A. Schelkunoff, *Electromagnetic Waves*, Van Nostrand, NJ, 1943.
5. R. B. Schulz, V. C. Plantz, and D. R. Brush, Shielding theory and practice, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-30**, 187 – 201 (1988).
6. P. R. Bannister, New theoretical expressions for predicting shielding effectiveness for the plane shield case, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-10**, 1 – 7 (1968).
7. P. R. Bannister, Further notes for predicting shielding effectiveness for the plane shield case, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-11**, 50 – 53 (1969).
8. R. G. Olsen, M. Istenic, and P. Zunko, On simple methods for calculating ELF shielding of infinite planar shields, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-45**, 538-547 (2003).
9. C. R. Paul and S. A. Nasar, *Introduction to Electromagnetic Fields*, 2nd 3ed., McGraw-Hill, New York, 1987.
10. C. R. Paul, *Electromagnetics for Engineers*, Wiley, Hoboken, NJ, 2004.
11. E. C. Jordan and K. G. Balmain, *Electromagnetic Waves and Radiating Systems*, 2nd ed., Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1968.

752

第11章 EMC系统设计

这最后一章的目的是将前面所讨论的原理应用于电子系统的设计中，以使其与环境相兼容，并使电子系统与其他电子系统相互干扰的可能性最小，对来自其他电子系统干扰的敏感性最小（最大化其抗干扰能力），自我干扰的可能性最小。我们用“最小”一词而不用“消除”是因为，事实上不可能保证每个系统都能从初次设计中消除EMC问题。在系统的发射和对来自于其他系统的发射的敏感度之间具有*互易性*。如果设计系统时使它的电磁发射最小，那么它对其他电子系统所产生的干扰的敏感性也会降低，反之亦然。

在电子产品的开发过程中，我们必须要通过政府的有关规定，例如，在产品的辐射和传导发射方面。这是很自然的，因为如果我们不符合政府规定的要求，那么任何其他考虑因素都没有定论——产品将不能进入市场。但谨记：成功的EMC设计不但要符合政府的法定要求，还要注重产品的质量。例如，如果我们忽略了保证产品抵抗静电放电（ESD）的能力，那么尽管政府对ESD没有要求（在美国），但是公司的声誉将很差，其未来的销售额将会受到影响。因此，这3个基本的EMC设计目标必须牢记，以保证EMC工程师能确定影响设计目标的任何方面。制造出可信赖的、质量好的产品对公司的声誉起着关键的作用。

许多的电子产品必须进行EMC设计。目前市场上有大量诸如喷墨打印机、激光打印机、电子打字机、CD、DVD、录像播放机和便携式音乐设备之类的*低成本产品*。这些产品的市场价格普遍在200美元至500美元，成本对于这些系统是很重要的事。因此，这些产品不能采用多层印制电路板（PCB）。一般这些低成本电子产品包含的PCB是双面板，也就是没有内层面，或者最多为2S2P的PCB，这种PCB具有用于元件布局和走线的两外层面（双侧）和两内层面（双面）：一层是电源，另一层是地。具有更多层的内层板，对于设计和生产来说非常昂贵，严重地影响了产品的销售价格。既然销售价格如此低，那么生产成本就要严格控制，以保证公司的产品在目前的市场上仍保持竞争力。另一方面是价值数千美元的高端服务器，它要求使用具有内层面的多层PCB。本章的重点在于低成本产品，一般具有没有内层面的多层PCB，或者最多是2S2P板。对于这些产品，成功的EMC设计是相当简单的，能很容易地描述。这些构成了我们的重点。

产品成功的EMC设计依赖于对本教材概述的原则的*早期和持续地*应用。为了使不必要的成本和研发进程的延迟最小，富有经验的EMC工程师参与产品的早期开发阶段是十分必要的。这种参与应该在产品概念性的开发阶段就开始。确定产品的机壳和封装常常是第一步，但这对于成功的EMC设计有着极大的影响。这些及其他早期的决定消除了EMC工程师的许多选择。实际上所有参与产品开发的其他工程师并不理解或欣赏EMC工程师的观点，意识到这一点是很重要的。例如，电缆布线可能是一个严重的EMC问题。图11-1举例说明了这种情况。新的数字产品的设计，为了降低成本，决定利

用以前产品的系统PCB。然而，当产品机壳重新设计时，必须将在以前产品中使用的PCB系统板旋转90°。PCB上从以前产品中的磁盘驱动器引出的扁平电缆连接器，设计成放在磁盘驱动器的正下方，因此要求扁平电缆的长度尽可能短。然而，现在由于电路板的旋转，磁盘驱动连接器远离磁盘驱动器，因而扁平电缆必须加长。EMC工程师发现这样做将引起辐射发射问题，因为长电缆比短电缆辐射更强。然而，在新位置中的实际问题是扁平电缆直接放在系统时钟模块的正上方。非EMC工程师不觉得这是一个问题，因为"电缆中的电线和时钟模块之间没有电气硬连接"。EMC工程师则马上发现了"隐患"，在时钟模块和电缆之间有大量的寄生电容允许二者之间发生耦合作用，就如同硬连接一样是值得注意的。这种问题在设计中没有被及早发现就是因为没有EMC工程师被分配到工程设计中。在设计的最后阶段，初步的EMC测试显示了严重的耦合，产生的辐射发射超过了政府的规定。为了解决该问题，把具有一定厚度的绝缘层放置在时钟模块和电缆之间，从而增加了模块上方电缆的距离。当然，这种方法极大地减少了寄生电容，也因而减少了辐射发射。但为什么不能接受这种解决方法呢？公司具有工艺自动装配生产线；产品完全由机器装配。自动装配生产线是保证产品低成本以具有市场价格竞争力的关键因素。但不幸的是，在电缆下面设置隔离层是自动生产线不能实现的操作，需要工人来完成生产线的每项任务，取下产品机壳的盖，插入分隔装置，再盖上盖，再将产品放到生产线上以进行进一步处理。这样将增加成本并影响产品的生产进度，实质上是否定了自动生产线节约成本的重大价值。如果有经验的EMC工程师及早参与进来，该问题将十分明显，可以在设计进行到这一步之前以低成本高效率的解决方法防患于未然。

另举一个例子说明在早期设计阶段的团队中缺乏有经验的EMC工程师而做出的设计决策的后果，如图11-2所示。电子打字机正在开发。产品包含两块PCB：一块包含系统的电子器件，一块包含产品的配电电源。在产品封装设计好之后，能放置PCB的唯一空间是在设备的后面的垂直位置，且两块板非常靠近。PCB的配电电源包含普通的开关变压器，开关频率为50kHz。变压器周围的杂散磁场很强，并从PCB向外延伸了一段距离。由于两块PCB很接近，磁场很强地耦合到PCB的电子器件上，对设备的功能产生了严重干扰。等到产品进行原型试验并发现问题的时候，再改变PCB的位置为时已晚。为了解决该问题，在PCB电源周围加上屏蔽笼。屏蔽笼是钢结构，所以开关变压器的磁场方向被改变（见第10章的10.4节）。但是这样做（出于EMC的原因而没有增加功能项）极大

754~755

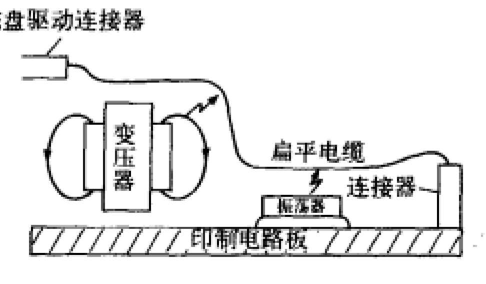


图11-1 影响产品辐射发射和传导发射的封装考虑

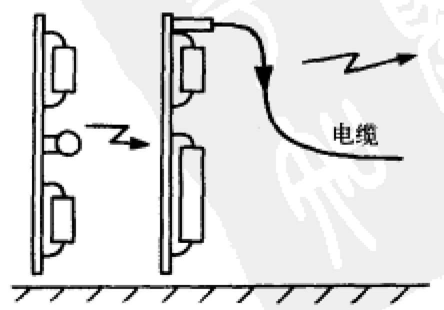


图11-2 举例说明由于接近而导致的PCB之间的无意耦合

地增加了产品的成本，因而影响了产品的市场价格和公司利润。EMC工程师将开关变压器视为一个小电流环（见第7章的7.1.2节）。小电流环的极近磁场随着距环的距离的增加而减少，为$1/r^3$。因此，PCB上的电子器件并不一定要求远离PCB的电源以为了大大减少磁场耦合和所导致的干扰。该项目中非EMC工程师不理解，既然PCB互不相"连"，由一块PCB产生的信号怎样与其他PCB的信号相互作用；他们没有发现"隐患"。

当产品进行测试以确定是否符合规定限值（常常在设计周期的最后阶段）时，EMC问题常常浮出水面。今天的电子产品如此复杂，要在设计中考虑所有的EMC问题是不可能的。然而，如果在设计中事先通盘考虑EMC问题，主要的问题将会被避免，出现的其他问题解决起来就会更容易，且不会增加花费和解决难度。例如，如果系统时钟振荡器放置在PCB上输入/输出电缆的出口，从振荡器或连接盘到输入输出电缆线的寄生耦合将导致来自该电缆的严重辐射发射。在最终的测试中，除了执行重复的PCB布线之外，没有其他办法，重复的PCB布线是昂贵的，更重要的是严重影响了产品的生产进度。在贯穿产品的整个设计周期中注意EMC问题是避免高成本和避免麻烦的EMC问题的重要方面。 756

应用EMC的设计原则和本教材中的概念进行产品设计的主要目标，不是要消除设计中的所有EMC问题，牢记这一点很重要。在产品设计完成之后进行的测试中，总是会出现一些EMC问题。我们的目标是关注主要的和明显的EMC问题，并且对影响产品成本和开发进度的遗留问题的解决留有选择余地。例如，现在我们意识到时钟信号的上升/下降时间决定了信号的高频谱分量。频率越高，辐射越有效。因此，我们需要"B计划"来处理设计中潜在的问题。在早期的PCB布线中，个性化布线是指定手动放置时钟模块，与使用时钟信号的ASIC或微处理器非常接近，如图11-3所示。然而，估计时钟的上升/下降时间可能需要增加以减小它的高频分量，应该放置衬垫，以使在连接盘中插入串联电阻，在连接盘两端插入电容以形成一个低通滤波器。起初，没有在板上安装电容衬垫，可在时钟线上串联一个电阻值为0的表面贴电阻。在以后的设计中，如果发现了问题，需要增加时钟的上升/下降时间，那么可以加入电容，改变串联电阻的值。为什么这很重要？答案是不需要耗时重新进行PCB布线，而仅需要改变材料清单（部分清单）。实际上这是一种免费的解决方法。另一个相似的问题与开关变压器的法拉第屏蔽的正确"接地"点有关。（见第6章的6.3节。）有人主张将屏蔽层与电源交流电输入端相连，而另一些人主张将屏蔽层与电源向电子器件的输出端相连。这两种解决方法都有许多好的论点，但最佳的解决方法常常与最好的论点不一致。因此，对于该问题的"B计划"，同时在两侧加上衬垫，并在初步的EMC测试中确定最好的连接点。因此，假设该设计具有EMC问题，则可用B计划来解决该问题。 757

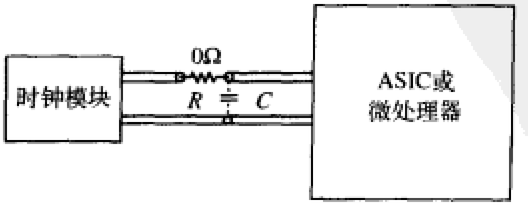


图11-3　如有必要，利用"B计划"来减少时钟的频谱分量

大量有效的EMC设计可以通过简单地改变人们考虑电气和电磁现象问题的方式来完成。这可能是作者试图在本教材中达到的主要目的。现在，读者已经学习了前面的章节，他/她能接受对电气和电磁现象的多种新的思考和想象方式。EMC工程师和其他工程师之间的不同在于，其他工程师没有“看到可能性的放大画面”，因此没有预料到EMC问题是由像这么多的处理过程和可能性引起的。因此，其他工程师没有“预料到这些情况”。有效的EMC设计的主要部分能够轻而易举地完成，只要我们简单地“改变考虑电气现象的思维方式”。

11.1　改变思考电气现象的方式

可能在有效的EMC设计中，最重要的方面是除了我们学过并且牢记的电子器件理想性能以外，要时刻想到元件的非理想性能。记住我们所关注的频率范围非常重要：

传导发射：150kHz~30MHz

辐射发射：30MHz~>1GHz

我们很少涉及低频（设计团队的其他成员涉及低频）。这里重要的在于，系统中的电子元件（导线、PCB连接盘、电阻、电容、电感、铁氧体和集成电路模块）在这些频率上的性能远离其理想性能。如果我们仅考虑电气和电子元件的理想性能，我们就不能发现和预测非理想的电气路径，因此就不能考虑到引起辐射或传导发射的其他可能原因。因此，我们将无意识地减少纠正EMC问题的可能性；我们不具备看到“隐患”的能力。

758

11.1.1　元件的非理想行为和隐患

第5章中我们讨论了在由引线电感引起的自谐振频率以上，电容是怎样起作用的并等效于电感。因此，如果为了抑制噪声的目的而加入电容以转移电缆的噪声电流，在噪声电流的频率高于电容的自谐振频率的情况下，刚好将会发生相反的情况。另外，杂散或寄生电容在相对低频率时可能无关紧要，但在高频时变得很重要，因为电容的阻抗是$\hat{Z}=-j(1/\omega C)$，$\omega=2\pi f$。因此，电容的阻抗随着频率的增加而减少。电路中两部分之间的互电容在低频时没有影响，但是在高频时互电容会提供非常低的阻抗连接，与“硬连接”一样有效。例如，在输入导线和电动机机架之间的电动机（直流的，步进的或交流的）寄生电容。因为由导线线圈构成的电动机的转子和定子非常接近（减少它们之间的磁路磁阻），在输入（转子）和电动机机架（与定子相连）之间有很大的电容。电动机的机架常与产品的机壳相连，是为了提供电动机的散热，但结果导致了来自电动机驱动电子设备的高频噪声电流，作为共模电流无意地流到产品的机架上，这些电流“污染”了机械电子设备并导致有效的辐射。（见第5章的5.10节。）

在本教材中已经反复指出电磁现象存在的很强的*二重效性*。因此，如果我们认识到前面段落中指出的寄生电容的作用，我们就应立即看出寄生电感的双重作用。例如，元件连接导线的电感。有一种趋向是关注寄生电容而忽略寄生电感，这应该予以避免。

基于EMC观点，可能电子设备最重要的“元件”是导线和PCB连接盘。将它们视为“理想导体”是一个严重错误，它们并不是。正如我们将看到的，典型的导线和PCB连接盘具有15nH/in~30nH/in的电感。该参数指的是*局部电感*，将在11.2.3节中讨论。导

线或者PCB连接盘也具有阻抗，等效电路如图11-4所示。我们回顾第5章中的一些内容。半径为r的导线将具有单位长度的电阻和内电感（由于导线内部的磁通引起）[1]为：

759

$$r_i=\begin{cases}\dfrac{1}{\sigma\pi r_w^2} & r_w<2\delta\quad \Omega/\mathrm{m} \qquad (11.1a)\\ \dfrac{1}{\sigma 2\pi r_w\delta} & r_w>2\delta\quad \Omega/\mathrm{m} \qquad (11.1b)\end{cases}$$

$$l_i=\begin{cases}\dfrac{\mu_0}{8\pi}=50\,\mathrm{nH/m}=1.27\,\mathrm{nH/in} & r_w<2\delta \qquad (11.1c)\\ \dfrac{1}{4\pi r_w}\sqrt{\dfrac{\mu_0}{\pi\sigma}}\dfrac{1}{\sqrt{f}}\quad \mathrm{H/m} & r_w>2\delta \qquad (11.1d)\end{cases}$$

其中，δ是集肤深度：

$$\delta=\frac{1}{\sqrt{\pi f\mu_0\sigma}}=\frac{6.6\times10^{-2}}{\sqrt{f}}\ \mathrm{m}=\frac{2.6}{\sqrt{f}}\ \mathrm{in} \qquad (11.1e)$$

σ是电导率（假设为铜，$\sigma=5.8\times10^7\mathrm{S/m}$），$\mu_0=4\pi\times10^{-7}\mathrm{H/m}$是自由空间的磁导率（假设导体不是铁磁性的，铜是非铁磁性的）。观察到导线阻抗从直流电平开始，但在高频时随着$\sqrt{f}$的增加而急剧增大（见第5章中的图5-1）。例如，20#规格的实芯铜导线半径为16mil，等于在106kHz时集肤深度的2倍。因此，在106kHz以下，根据式（11.1a），导线单位长度的电阻是33mΩ/m＝0.84mΩ/in。在100MHz频率时，导线半径大于集肤深度，应用式（11.1b），得到单位长度电阻为1.02Ω/m＝26mΩ/in。观察到导线的内电感（由于导线内部的磁通引起）起始值1.27nH/in，然后随频率的平方根而减少非常重要。这是因为随着频率的增加，由于集肤效应，电流趋于流向导线的表面，因此导线内部的磁通减小为0。由于导线外部的磁通引起的外电感（局部电感）大约为15nH/in~30nH/in。因此，导线的内电感常常被忽略。

760

我们常常涉及导体的电感。这不是内电感，因为内电感是串联的，与外电感或局部电感相比可忽略。电感具有闭环属性。所有电流必须形成闭环，尽管闭环的长度并不显著。局部电感的概念可以用来唯一地描述环电感的一部分。有大量工作可举例说明局部电感的概念的有效性[2~7]。这是极其成功的局部元件等效电路（PEEC）法的基础，该方法通过将电路分成电阻、电感、电容的微小局部元件来分析电路的物理结构[8]。导线和PCB连接盘的等效电路如图11-4所示，单位长度阻抗为：

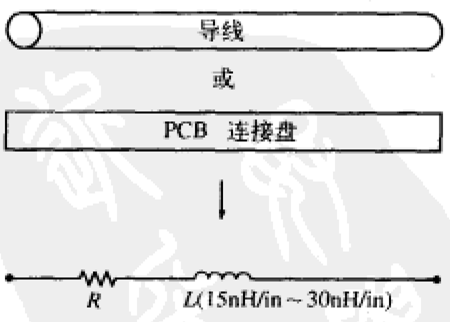


图11-4　导线或PCB连接盘的阻抗举例说明

$$\begin{aligned}z&=r+j\omega(l_i+l)\\&=r+j2\pi f\ (15\text{~}30\ \mathrm{nH/in})\end{aligned}$$

对于20#规格的实芯铜导线，在100MHz时的阻抗为：

$$z=26\times10^{-3}+j(9.42-18.8)\ \text{(20\#规格，实芯铜导线)}$$

观察到感抗随着频率的增加而增加，远远超过电阻！假设我们使用1ft（30.5cm）长的20#规格的实芯铜导线将两部分“连接”起来。实际上，该“连接”在100MHz时

具有113Ω~226Ω的阻抗，几乎完全是导线电感！该部分因此没有能“连接在一起”！PCB连接盘具有同样的性能。宽度为w、厚度为t的PCB连接盘的单位长度电阻为[9]：

$$r=\begin{cases}\dfrac{1}{\sigma wt} & t<2\delta \\ \dfrac{1}{2\sigma\delta(w+t)} & t>2\delta\end{cases} \tag{11.2}$$

典型的PCB连接盘厚度为1.38mil（1oz铜），宽度为5mil，在14.2MHz以下其单位长度电阻为3.9Ω/m＝98.4mΩ/in，超过14.2MHz后，单位长度电阻随着$\sqrt{f}$的增加而增加。计算矩形横截面（PCB连接盘）导体的内电感是十分困难的，但导线的性能是非常相似的，当横截面尺寸与集肤深度相当时，内电感以$\sqrt{f}$的速率下降[9]。此外，正如我们在11.2.3节中看到的，局部电感与内电感相比其主要作用，大约为15nH/in~30nH/in。

复习题11.1 求宽为10mil，厚为1.38mil，长为3in的PCB连接盘在100MHz时的总阻抗。假设局部电感为15nH/in。

761

答案：（0.344＋j28.27）Ω

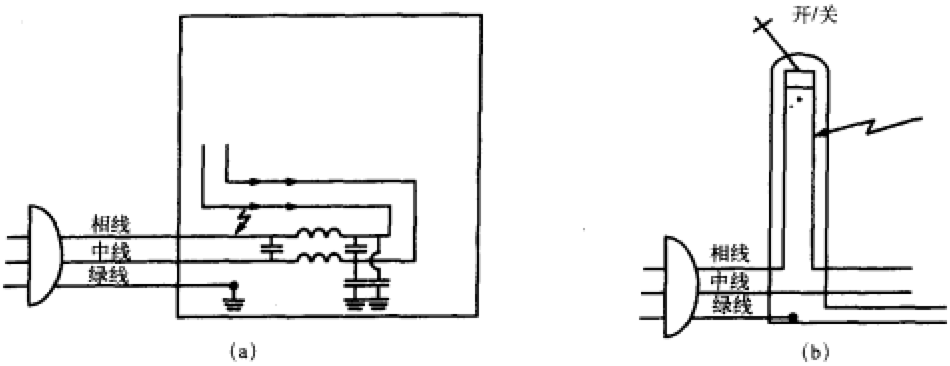
对于读者，记住诸如时钟之类的数字信号的频谱由直流和在时钟谐波频率为f_0，$2f_0$，$3f_0$，…上的单频正弦波组成这一点很重要。因此，一个600MHz时钟由高频信号600MHz、1.2GHz、1.8GHz等频率的正弦信号组成，因此，不包括直流成分。在那些频率上，系统中的导体具有集肤效应。因此，被这些导体运载的电流能有效地存在于或非常接近导体的表面，导体内部没有运载电流。

另一个所关注的频率范围内的重要结果是*电尺寸*。电尺寸是第1章1.4节中所讨论以波长来表示的物理尺寸。我们知道诸如偶极子或单极天线的线性天线，当它们的长度大约为1/4波长到半波长[$(\lambda/4)-(\lambda/2)$]时，能有效地辐射。高频的结果是随着频率的升高，辐射很强的天线的物理尺寸变短。一个例子是平行端口，并行接口打印机电缆常用来连接个人计算机和打印机。该电缆大约长1.5m。在1/4波长和半波长之间，相应的频率在50MHz到100MHz之间。大约在20世纪80年代中期，系统的主要辐射发射问题发生在75MHz左右。这由打印机电缆上的共模电流的有效辐射引起。需要在电缆周围或在设备的电缆输出端放置铁氧体，以抑制电缆上的共模电流。为了使EMC设计有效，读者必须熟悉以波长表示的物理尺寸。

PCB布线是有效EMC设计的关键。我们必须始终关注由寄生电容、电感和近场辐射引起的寄生路径。图11-5a展示了一个寄生电容使良好的设计变得无效的例子。正如第6章所讨论的，在电源线到产品的入口处常常需要放置滤波器，以防止或转移噪声电流从电源线的出口进入产品，从而使产品符合传导发射规定限值。在含有电源的PCB布局中，根据实践，电源滤波器放置在印制电路板电源线的入口处。然而，为了节约空间，滤波器出口处的相线和中线构成逆向环，如图11-5a所示。这会导致滤波器一侧的相线—中线与另一侧的相线—中线之间的强耦合。（可以将耦合路径看作有效连接在两连接盘之间的寄生互电容。）在传导发射限值的某些频率上会有效旁路了滤波器，因而使有效的滤波器变得无效。

如图11-5b所示是无意耦合的另一个例子。为了使电子打字机的开关方便用户使用，它被放置在产品背面的“塔”里。相线通过塔的上方，经过开关和与塔背面相连的中线。这实质上是延长了相线的长度使其成为天线，能接收进入打字机的噪声，并再次将它们

带到产品的外部，再次旁路了产品的电源线滤波器，要解决该问题，需要在塔内放置螺线管，并用相线缠绕多圈。 762



（a）由邻近传导发射滤波器输入输出线引起对滤波器的旁路；（b）冗长的导线像天线一样接收内部噪声并无阻碍地通过电源线向外传播

图11-5 结构说明

这些例子说明了EMC工程师怎样通过观察和预测由“隐患”引起的耦合路径，从而在本质上以免费的方法非常有效地解决问题。

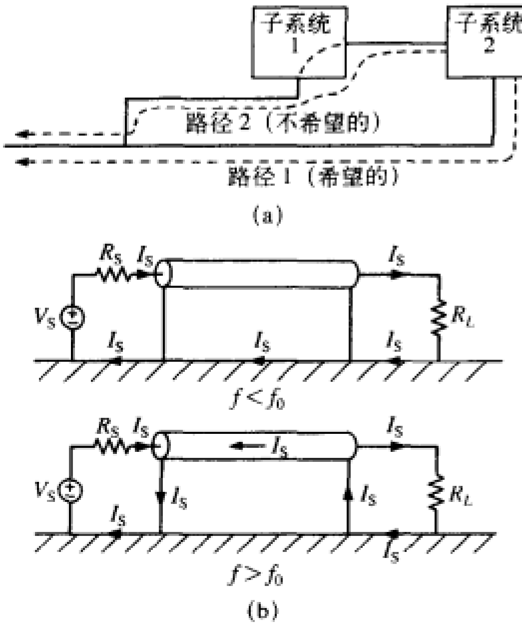
763

11.1.2 电子元件不会阅读电路原理图

电流必须总是流回电流源。但电流并不总是沿着电路图指定的路径返回。电流沿着电路图中指定的路径流动，是需要从人头脑中消除的一个极其重要的概念。可能，阻止我们正确思考的主要问题是我们考虑的频率范围。再次强调，我们没有关注低频，而是关注从MHz到GHz范围。在低频的kHz范围和工频，电流的返回路径可以很容易地预测，因为导体的电阻是导体阻抗的主要部分，感抗可以忽略不计。然而，诊断EMC问题的一个非常重要的方面是确定电流的返回路径[10]。如图11-6a所示，*虽然电流沿着最小阻抗路径返回源*，最小阻抗路径在高频率时常常很难确定。这是因为数字信号具有很宽的频谱分量，高频时的路径阻抗主要是取决于依赖频率的路径的感抗——$\hat{Z}=j2\pi fL$。因此，*一些频谱分量将沿一条路径返回源，其他频谱分量将沿着其他路径返回源*。这是因为路径的阻抗依赖于频率。这是一个由于我们作理想的假设所可能导致的心理障碍的例子。我们假设脉冲的所有频谱分量当返回源时必须“聚集在一起”。这样的一个例子如图11-6b所示，为第9章的9.7节所讨论的接地平面上的同轴电缆。在低频时（低于由屏蔽层电阻和屏蔽－接地平面的自电感引起的断点频率，9.7节中的例子大约为6kHz左右），电流通过很多低阻抗接地平面以找到最低阻抗返回路径。随着频率的升高，在屏蔽层及其内导线之间很强的互电感（由它们的同心排列引起），导致电流沿构成最低阻抗返回路径的屏蔽体返回而不流经接地平面。因此，脉冲的一些频谱分量通过接地平面返回，还有一些频谱分量沿屏蔽体返回。这种现象发生在其他很多地方。

另外，我们也常常假设将返回路径指定为“地”。事实上，电流能够沿指定的导体返回到带有直流电压的模块，如＋5V电源面。这是另一个使假设“看上去正确”的例子，但实际上是不正确的。为了使EMC有效，我们必须进行严格的检查，科学地使用

接地原则，而不是直觉和假设。



（a）原理的举例说明；（b）一个实际的例子—接地平面上的屏蔽电缆

图11-6　信号没有通过预期路径返回的原理说明

“电子元件不能阅读电路图”的另一个例子如下所述。在辐射发射的测试过程中，产品在大约132MHz频率附近不符合辐射发射限值。很明显这是12-MHz系统时钟的第11次谐波。但是重要的问题是“辐射来自哪里”。在试图解决该问题的过程中，产品中的所有电缆都没有连接，但仍然存在辐射。当然，剩下的电缆、电源线不能不连接。但产品工程师没有察觉该电缆，因为“电源线被认为仅仅运载60-Hz电源信号”。电流探头是EMC的手动诊断工具。电流探头（具有所期望的频率响应）放置在电源线周围，事实上测得132MHz时电缆上的电流。一旦电流流到产品的电源线上，辐射就会很强，致使产品不能通过辐射发射测试。这个例子可能看上去是人为设计的，不切实际，但这种情况实际上会发生，并揭示了主要问题，许多非EMC工程师会阻止他们预测和/或诊断EMC问题。我们假设某些情况，因为它们“看上去合理”。为了在EMC设计中有效，我们必须放弃这些类型的假设。

作为最后一个例子，非正式地检查所有的ASIC管脚和微处理器的频谱成分。为此，把高频FET探头连接到工作性能相当好的频谱分析仪上。我们对确定信号的精确电平没有兴趣，而仅仅对存在于管脚上的相对电平感兴趣。作者遇到了一个重要例子。一个实际的微处理器的复位管脚与该设备的时钟管脚非常接近。在PCB的布线过程中，个人布线假设复位管脚是“安静的”，不需要仔细布线。因此，它的走线优先级很低，连接盘长度也允许很长。在测试过程中，由于时钟和复位管脚之间的内部连接导线之间的无意耦合，它由复位管脚上的时钟信号决定，因此沿PCB周围可能布相当长的复位连接盘。不正确的假设复位管脚是“安静的”导致了该问题的产生。

764～765

11.1.3 术语“屏蔽”的含义

可能电气工程中涉及的两个最普遍的被误解和误用的术语是“接地”和“屏蔽”。在实际情况中，一个重要原因是它们不按我们通常所考虑的理想方式来实现。第10章指出屏蔽效能的极大值可以被计算出来。然而，这假设了屏蔽是连续的，导电外壳上没有开孔。诸如导线和孔缝之类的任何开孔都能极大地降低屏蔽效能，有时甚至使屏蔽效能完全消失，如图11-7所示。任何这样的开孔在屏蔽层上必须经过处理，例如，用滤波器来防止屏蔽层的旁路。任何未经处理的孔缝确实都能破坏屏蔽层的屏蔽效能。允许气流通过的开孔或允许观察的视窗单元（VDU）都必须用10.5节中讨论的许多小孔或蜂窝通风孔来处理。此外，很多种类的电子产品不能使用金属外壳，而要求使用塑料外壳以使产品外形美观。有时在塑料中加入碳素纤维或者用导电材料喷涂塑料外壳的内表面以制造准导体。然而，这些补救措施不一定和所期望的连续性金属机壳一样有效[11]。进一步说，诸如电子打字机和打印机之类的大多数电子产品，要求有很大的开口以为了诸如插入或者取出纸张的目的而允许进入其内部。对于这些情况，不言而喻，机壳的屏蔽效能远远没有达到理想性能。因此，主导原则是*不依赖于屏蔽去纠正由于没有应用本教材中诸如正确的PCB布线等的其他概念而引起的不良的EMC设计*。

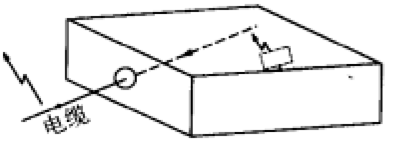


图11-7 由电缆穿孔引起的机壳的屏蔽效能的降低

766

我们常常使用术语，而没有考虑其关键的意义。考虑有关屏蔽的另一个例子。作者曾参与组合式电子打字机/打印机的EMC质量评定。该打印机通过常用的并行口和并行打印机电缆连接到计算机上。在测试中发现产品不符合辐射发射限值。利用电流探头确定了其原因是打印机电缆上的共模电流。并行打印机电缆普遍使用，包含包围所有内导线的编织屏蔽层。屏蔽层在PC机一侧与转接头周围一圈相连，但在与打字机/打印机的相连一端常常有“猪尾巴”，如图11-8所示。在产品开发的早期，同心屏蔽层加到电缆上以消除静电放电（ESD）电荷，保留到今天已经成为电缆基本的且不可或缺的一部分。作者出于好奇，在打印机电缆上去掉屏蔽层然后重新测试设备。电缆屏蔽的去除并没有影响产品的功能，但辐射发射在整个频带内降低了10多个dB！起初，这被认为是不可理解的，因为作者深深相信这个假设：“屏蔽总是件好事，能减少而不是增加辐射发射。”为什么电缆屏蔽增加了辐射发射而没有减少辐射发射呢？答案是，为了使电缆屏蔽层有效，它必须“接地”。这里我们遇到了下一个假设。默认的假设是“地”是“安静”的，也就是零电位。实际上，在这些所关注的频率上，系统中没有导体处于零电位，甚至毫伏级电压也能激励电缆屏蔽层，就好像它是天线一样。这就是所发生的事。答案是没有将所有并行打印机电缆的全部屏蔽层去除；去除所有屏蔽是不可能的，因为电缆部分已经在使用。

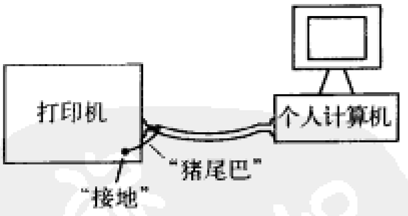


图11-8 并行接口的打印机电缆并行端口的屏蔽效能举例说明

"修复"方法是重新布局所有的电缆导线，通过在打印机上放置（增加了不必要的成本）767 铁氧体环以屏蔽"猪尾巴"。这又是一个使用术语而没有仔细考究其含义的重要例子。

复习题11.2 在计算机的符合性测试过程中，发现计算机超过了辐射发射限值。同时也发现如果3.5in的软盘驱动器没有与将其连接到主板的电缆相连，而是从计算机中移去，那么辐射发射就会大大降低而通过测试！产品工程师（PE）认为磁盘驱动器会辐射，因此"屏蔽"磁盘驱动器后将消除辐射发射，所以在磁盘驱动器周围缠上"铜胶带"（甚至不能插入盘），然后重新与电缆相连。产品工程师（PE）重新测量辐射发射后发现，令人惊讶的是，辐射发射减少了不到十分之一个dB！解释为什么会发生这种情况。（这是真实的事。）

11.2 术语"接地"的含义

"接地"的传统概念是一个零阻抗的等位面，并且常常是仅从直流性能的观点出发来考虑。论及"接地"在EMC中的应用，其实哪方面都不适用于"接地"这个概念。所有的导体都有一定的阻抗；因此，流经该"地面"的任何电流由于在该阻抗上的压降都将在其表面导致不同电位的点。例如，如图11-9所示，两个子系统，如PCB，连接到地上（金属面、导线、或者PCB上的连接盘）。这些子系统既可能是数字的也可能是模拟的或者是两者的组合。在数字子系统中，+5V的电流通过地返回源（直流电源），并且当逻辑器件开关时电流也处于不断变化的状态之中。在模拟子系统中，电流可能由低频或高频窄带信号及宽带信号组成，例如由直流电机电刷电弧放电所产生的信号。模拟信号也通过一个回路返回它们的源。模拟信号通常有专门的回路或者与数字信号回路不同的"地"，虽然这不是经常发生的事情。尽管如此，为了举例说明问题，让我们假设子系统2#的地或回路与子系统1#的地相连，如图11-9所示，而且两个子系统随后分享共同的回路。子系统2#的回路电流I_2与子系统1#的回路电流相结合，并且两者都流经公共地阻抗Z_{G1}，造成回路两端的压降为$Z_{G1}(I_1+I_2)$。我们观察到只有子系统2#中才有的信号波动包含在I_2中的，因此也包含于压降$Z_{G1}I_2$之中。所以，子系统1#的接地点以正比于子系统2#中的信号的变化速率而变化。因此，子系统2#中的信号将通过地的非零阻抗和两系统信号的公共地回路耦合到子系统1#中。类似地，子系统2#的接地点的电压为$Z_{G1}I_1+(Z_{G1}+Z_{G2})I_2$，因此，子系统2#中具有通过阻抗$Z_{G1}$加于其上的子系统1#中的信号。这就是通常所说的共阻抗耦合，将在与串扰有关的第9章中进行讨论。这举例说明了接768 地阻抗非理想化的重要性。

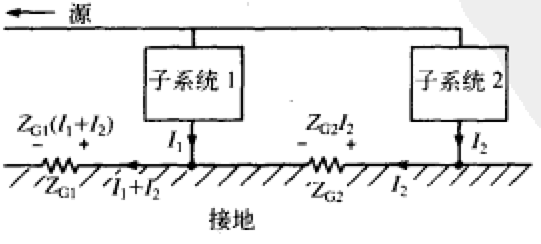


图11-9 共阻抗耦合举例

另一个重大误解就是接地阻抗是它的直流或低频电阻。此外在辐射发射的频率范围

内，30MHz~1GHz，导体电阻，甚至包括集肤效应，与导体的电感相比都可以忽略不计！例如，一个28#规格的实芯线（半径为6.3mil），它的直流电阻为$5.4\times10^{-3}\Omega$/in，在100MHz时的电阻为$65.9\times10^{-3}\Omega$/in。将导线的直径增加至20#规格（半径为16mil）时，电阻值仅稍微减少（直流电阻为$8.44\times10^{-4}\Omega$/in，100MHz时的电阻为$25.9\times10^{-3}\Omega$/in）。因此导线的尺寸并不能明显地减小高频电阻。然而，电感为15nH/in这个数量级。这使100MHz时的阻抗为9.43Ω/in，明显大于电阻引起的部分。现在考虑数字信号回路电感的影响。如图11-10所示为一典型的TTL门“图腾柱”输出端。此门电路的输出，包括任意通过导线相互连接的电容，由集总参数电容C_{LOAD}来表示。当输出端为高阻状态时，晶体管Q_1导通，Q_2断开。而当输出端为低阻状态时，反过来就对了。在晶体管从低阻状态转为高阻状态的过程中，C_{LOAD}处于充电状态，如图11-10所示。当门电路关闭时，Q_1断开Q_2导通，这样C_{LOAD}就通过Q_2放电。这举例说明了为什么通常TTL图腾柱输出的上升时间小于下降时间；充电路径的时间常数为RC_{LOAD}，R为100Ω数量级，而放电路径的时间常数为$R_{SAT}C_{LOAD}$，其中，R_{SAT}表示晶体管Q_2的饱和电阻。在从低阻状态到高阻状态的转变过程中，电流从直流源开始通过+5V电源线的电感并且经由回路电感返回直流源。在从由高阻状态到低阻状态的变化过程中，电容器的放电电流流经门电路和负载之间的“接地连接线”。这些流经电感的电流的突变在电感上产生了压降。在这个过程中也出现了另一个尤其令人讨厌的电流。在从断开到导通或者相反的过程中，有一小段时间Q_1、Q_2都导通，导致了所谓的“交叉电流”从电源开始，流经两个晶体管，再通过接地导线返回到电源。这个交叉电流只能用Q_1~Q_2路径的阻抗来限制，交叉电流有

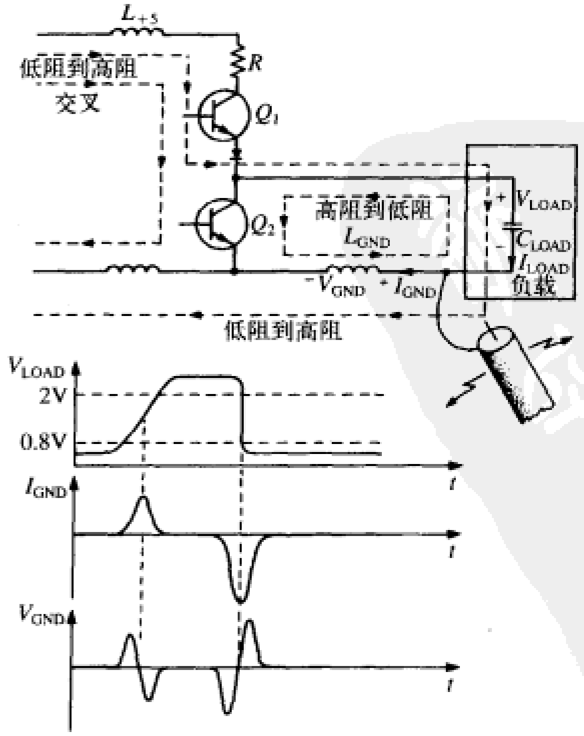


图11-10 导线电感对地电压的影响举例（“接地波动”）

可能相当大（50mA数量级），并且具有非常快的上升/下降时间。让我们考虑一下降在门电路和它负载之间的回路或接地导体的电感L_{GND}两端的电压。电流实质上为$I_{GND}=C_{GND}dV_{GND}/dt$，波形如图所示。如图所示，在状态转换过程中出现了与负载电压的斜率有关的电流冲激脉冲。接地导体两端产生的电压实质上为$V_{GND}=L_{GND}dI_{GND}/dt=C_{LOAD}L_{GND}d^2V_{GND}/dt^2$。接地导体两端所产生的电压波形如图所示，与电流的斜率有关。举个例子，让我们假设负载电容为10pF，电压的变化为每5ns变化3V，这就在接地线中产生了6mA的电流，它的上升/下降时间小于原始电压，例如，1ns。假设接地导体或回路导线的总长度为5in，典型的均值为15nH/in。已知回路净电感约为75nH左右，这将在接地导体两端产生0.45V的压降。将回路导线的长度加倍会使其两端的压降接近TTL的噪声容限。当一些门电路在这种状态下转换时，很显然，回路导线的电感可能会造成错误的逻辑转换，因为两个门电路的参考电压会由于噪声容限而不同。类似的效应也会沿+5V电源线发生。如果屏蔽导线的屏蔽层与假设的“干净接地”点相连，那么很明显该屏蔽导线极有可能像有效天线那样进行辐射。如果数字逻辑电路要可靠运行，并且包含数字逻辑电路的系统要符合有关辐射发射的政府要求，那么，毫无疑问必须想办法减轻导线电感的这种效应。我们将在11.3.4节中看到一种*接地网*（或像具有内层板（多层）的PCB的地平面）能够减小回路的电感，而*去耦电容*能减小导线的电感效应。我们观察到如果开关转换率就是系统的时钟频率，如10MHz，那么通过回路导线的电流将由在两倍该频率（20MHz）上的脉冲组成，其上升/下降时间小于5ns。关于这些小电流环潜在的辐射发射还有任何疑问吗？ 769~771

11.2.1 安全地

认识到*接地系统的众多用途*是很重要的。地为零电位平面的概念只在直流或是低频情况下是适用的，但在较高频时却不正确，因为导线具有较显著的阻抗（电感），流经这些阻抗的高频电流会在接地面上产生具有不同高频电位的点。这就强调了两种不同类型接地之间的区别：安全地和信号地。如第6章中所讨论的，在美国使用60Hz，120V电压（在欧洲为240V，50Hz）。*为了对电击危险进行防护，通常需要安全地*。安全地一般称为“机壳地”，它除了防止电击外，还为静电放电（ESD）的电荷和ESD电流提供了远离受害电子设备的泄放通路。如图11-11所示为一个典型的美国住宅区和商业区建筑的市电电网系统。为住宅区提供的市电是由外部电网系统提供的，是在一根导线（“红”线）和另一根导线（“黑”线）之间的240V、60Hz电源。它通过*入口配电盘*进入住宅区，并在入口配电盘中由三条总线进行配电。中间的总线指的是*接地线*，在入口配电盘处通过插入地面的接地棒与物理地面相连。当发生故障时，这可以提供电击和火灾事故的防护。两根外部总线（红线与黑线）之间的电压为240V，任意一根外部总线和中间的接地总线之间的电压为120V。烤箱和干衣机所需的240V供电通过连接到外部的红色和黑色总线来获得。将保险丝或断路器插入每根与负载相连的导线中。传统的120V供电通过连接至任何一根外部总线和中心线或接地总线来获得。与红色（或黑色）总线相连的引线参考典型电缆中导线绝缘层的颜色被称为*黑线或相线*。对于地面来说电压也是120V。与中心接地总线相连的导线参考导线绝缘层的颜色被称为*白线或中线*，为地电位。除了这两种导线，在典型的住宅区中分布的电缆中还有另外一种导线：参考它的绝 772

缘层颜色被称为绿线或地线。绿线由于以下原因经常被称为安全线。作为一个插座，黑线和白线与插座的两个端子相连。120V的市电通过将设备的电源线插入插座的这两个插孔来获得。此外，绿线与黑线和白线一起通过与插座的第三个孔相连，即与插座的金属外壳相连引入住宅区。这就为故障电流提供了一条回到入口配电盘的通路，以烧断保险丝或打开该电路的断路器。假设黑线在插座内断开，并偶然地与金属外壳相连，那么就为电流提供了一条流经绿线的返回入口配电盘的通路，因而打开了该电路的断路器。如果不存在绿线或绿线没有与插座的外壳相连，那么插座外壳与地之间就会有120V电压，这样任何人接触插座外壳都可能造成电击事故。而绿线只有在出现这种故障时才会带有电流。电流通常通过白线返回。由于电压相当高，所以由导线上流经的几个安培的电流在任意导线两端产生的几百毫伏的压降都是没有意义的。因此这些导线本质上与120V、60Hz的市电等电位。在这种应用中的地的概念就是安全地的概念。

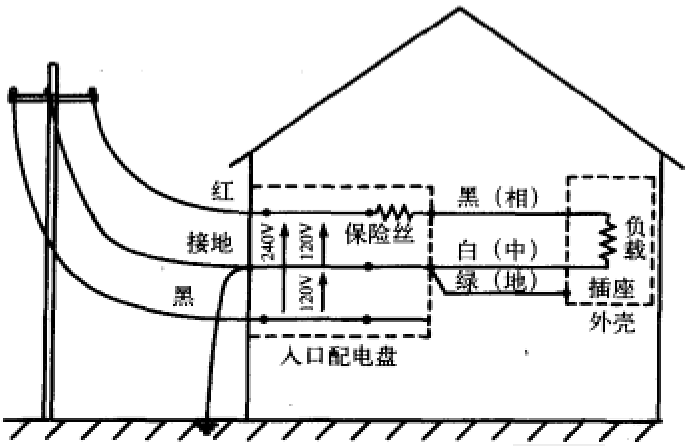
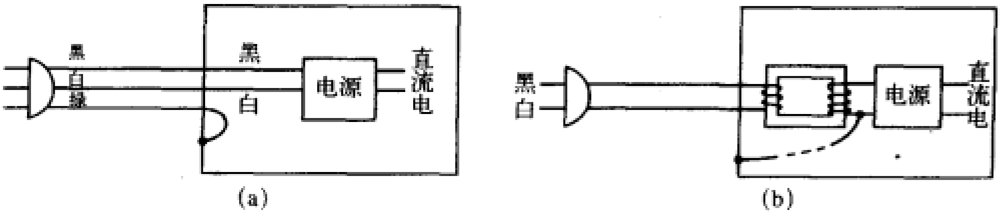


图11-11 美国住宅区电网

产品利用安全地由插座供电的方法是值得注意的。有两种常用的方法，分别称为三线供电产品和两线供电产品，如图11-12所示。三线供电产品的电源线包含三条导线：黑线、白线和绿线。绿线直接与产品的金属外壳相连，这样就能提供与电源插座内部一样的电击事故的防护。黑线和白线与产品的电源相连，这时120V、60Hz的交流电就转变为产品的电子电路供电所需要的直流电（+5V、+12V、-12V、+38V等），如发动机的驱动和其他一些部件的驱动。图11-12b所示为两线供电产品，它仅使用了黑线和白线。记住黑线相对地面为120V，而白线为地电位。为电击事故提供防护而将白线与产品机架相连是不可行的，因为用户可能将插头不正确地插入插座。大部分两线插头都有极性（一头大于另一头），因此，只用一种插法才可能插入插座的插孔中。然而，为了避免电击，黑线和白线首先要经过产品的变压器，变压器的一根输出线可能与产品的机架相连。变压器实际上消除了相对于另一侧的地线用哪一根线作为"火线"的差别。在产品机架（整个金属外壳或者塑料外壳的金属机架）上发生的任何故障，都会产生一个大电流，使该电路的断路器跳闸。如第6章中所讨论的，两线供电产品中绿线的取消被认为可以消除由共模电流引起的传导发射问题，因为通过LISN50Ω阻抗的噪声电流分

量没有了物理通路。这种设想是错误的，因为在产品和LISN（与绿线相连）的外壳之间存在着位移电流的通路。也可能还有另外一条经过外部电缆中的接地线或经过LISN辅助设备的绿线的通路，如图11-6a所示。两线供电产品可能减小传导发射问题，但是它们一般不能消除这些问题。

773



（a）三线供电产品；（b）两线供电产品

图11-12　电源线连接举例

11.2.2　信号地

另一种典型的地是信号地，它允许信号电流返回信号源。因此我们应把信号地认为是信号电流的返回路径而不是等电位的导体表面（实际上不是）。虽然设计者们希望信号通过他们所设计的路径返回信号源，但是并不能保证这一定会发生！强调这一点很重要，实际上，一个信号的一些频谱分量会通过一条路径返回信号源，而同一信号的其他频谱分量可能通过另一条路径返回信号源。接地平面上的屏蔽电缆就是一个很好的例子。低于屏蔽接地电路截止频率的频谱分量将沿接地面返回，而高于截止频率的那些频谱分量将沿屏蔽层返回而不是沿接地平面返回（如图11-6b所示）。因此，我们必须记住电子电路不会去阅读电路图，也就是，信号电流可能并不沿设计好的路径返回信号源，而且常常是这样。因此，在信号地的情况下，考虑电流返回信号源流过的路径是很重要的，如Ott[10]所指出的那样。换句话说，将信号地认为是信号电流的返回路径是很重要的，我们常常将注意力集中在信号从源“传输”至负载的路径而很少去考虑或根本不考虑信号返回源的路径。为了有效进行EMC的设计，*必须决定并仔细设计信号的返回路径！*

774

以这种方式考虑信号地有两种结果[10]：（1）整个路径具有一个环面积；（2）信号返回导线，像“信号输出”导线一样，具有非零阻抗，因此使沿着它们表面的电压不同。需要记住确定差模电流如何辐射以致于使产品不能通过辐射发射测试，或者对其他电子设备产生干扰的最重要（也许不是）因素之一就是电流环路面积。大的环路面积使通过这个环的信号电流产生的辐射发射增加，因此必须要避免大的环路。并且，整个环路面积由“信号输出”路径和回路组成，所以“信号输出”路径和回路我们都要重视。当然我们也应该使每条路径的长度最短以控制这些导体上的共模电流的辐射发射。在许多情况下，如果设计者没有在“信号输出”路径附近提供信号回路（信号“地”），那么就会使信号电流除了沿着具有大面积的环路返回之外没有其他选择，结果导致大的环路面积。这一点如图11-13所示。设计者在PCB上为信号返回只提供唯一一条长的路径，这就导

致了大的环路面积，加大了该信号的辐射发射。如果在“信号输出”路径附近提供一条备选路径，那么这个环路面积就会显著减小，辐射发射也会显著降低。

将信号地看作电流返回信号源的路径的第二个结果是这些导电路径所具有的电阻和流经它们的高频电流。因此导体不再是等位面。这就促进了子系统之间通过以前讨论的*共阻抗耦合*方式进行的干扰耦合。我们将发现这些回路和“信号输出”路径的阻抗都与环路阻抗有关，在高频时主要表现出感性，环路电感与路径中各个导体的电感（局部电感）有关。因此无论是通过缩短导线之间的距离还是减小“信号输出”和返回路径的长度来降低环路电感都会降低每条路径的电感和电阻。

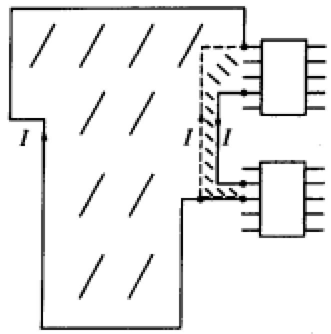


图11-13 在靠近“信号输出”路径处提供一个返回路径对辐射发射影响的举例说明

775

11.2.3 接地波动和局部电感

现在的数字电子设备中一个非常重要的问题是“接地波动”。我们经常错把“接地”看成一个表面上所有点处的电压在所有频率上都相同的导体，即一个等位面。任何情况都不能远离这个事实。再一次，Ott在他的重要文章“地：提供电流流过的一条路径”[10]中给出了考虑地（信号地）的最重要的方式。这篇文章之所以重要是因为它提出了高频信号通过信号地（返回它们的源端）和信号地路径具有很大的阻抗。这两种结果结合在一起表明信号地上的任意两点间不会有相同的电压；它们之间存在着电位差。因此这篇文章鼓励我们改变我们考虑“地”的方式。这个电位差的范围可能从毫伏级到微伏级，因此看上去好像没什么影响。至于辐射发射测试，这些“小电压”足以产生导致产品不能通过规定限值的辐射发射。与这些“接地”点相连的板外的电缆的作用就像是产生辐射发射的天线。一个常见的例子就是连接打印机和电脑的并行打印电缆。这个电缆具有完整的编织屏蔽层，两端“接地”。现在的问题是找到“安静的接地点”与屏蔽层相连。实际的数字系统中不存在这样的点。这个重要的点如图11-10所示。当导线载有信号，电流随时间而变化，会在导线的电感两端产生电压降，激励与这个“地”相连的任何电缆屏蔽层，因而使这根电缆类似于一根发射天线。前面我们描述了作者所做的实验中打印机电缆载有共模噪声电流（通过电流钳测得）而导致的辐射发射问题。作者剪掉整个编织电缆屏蔽层把它拿掉，结果是这个“屏蔽层”拿开后辐射发射降低了10dB左右。

776

我们也讨论了导线和PCB上连接盘的阻抗概念，在所关心的高频情况下，导线的*局部电感*所产生的感抗起主要作用。尽管存在集肤效应，导线和连接盘的电阻在这些频率上由约为15nH/in~30nH/in的局部电感控制（我们很快将证明这点并且给出计算这个局部电感的重要公式）。术语“接地波动”来源于该观察结果。由于流经这些导线的逻辑信号电流状态在发生变化，导致导线上任意两点之间的电压降为$L(di/dt)$伏特。因此导线上各点的电压“上下波动”。这不仅会导致辐射发射问题，如前面指出的，也会产生功能性问题。为了正确地理解逻辑，两个通信逻辑模块的接地管脚间的电压要求近似相

等。接地波动使这些电压不同，因此可能导致逻辑错误。随着逻辑信号速率的提高，接地波动的幅度也会升高。例如，一个2-in连接盘的电感为30nH~60nH。假设逻辑电流在上升时间10ns内从0mA变化到10mA，这将会在导线两端引起30mV~60mV的电压差。现在随着逻辑电路速率的增加，"接地波动"成为越来越大的问题。例如，假设上升时间降低到1ns，电压降升高到300mV~600mV，快速提高到相当于数字设备噪声容限的数量级。现在的逻辑电路上升时间接近500ps，因此前面提到的电压差增加到600mV～1.2V，这显然是一个严重的问题。如前面所指出的，系统中所有的导线都具有这个电感。因此会产生除接地波动之外的其他后果。连接盘上+5V电源信号也具有这个电感。因此由于这个电压降，模块中电源管脚处的电压与所期望的+5V不同，由此会导致其他的功能性问题。这有时候也称为"电源波动"。

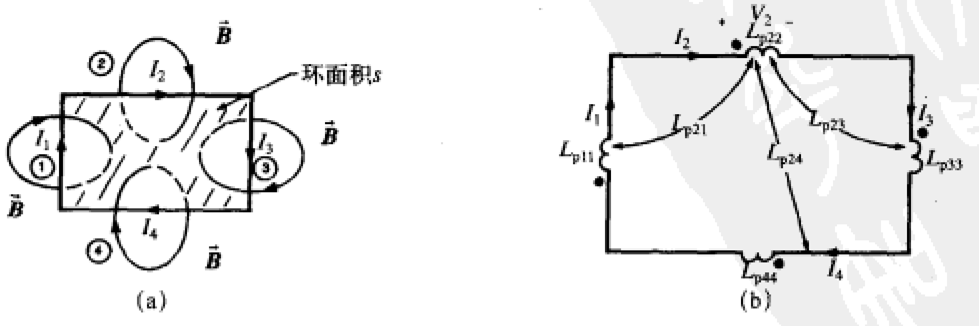
当然，数字脉冲的上升/下降时间可以降低很多来维持设备的功能。因此我们如何来降低这个感应的电压？有两种方法可以提供：我们可以在设计时减小电感，例如，平行放置多个导线来减小净电感；或者通过在模块的电源管脚和接地管脚处放置去藕电容来降低电感的影响。这将在11.3.5节中讨论。

我们现在讨论局部电感的概念。大量的实验性测试表明导线两端存在的电压与通过它的电流对时间的导数成正比[5]。如果我们考虑的导线阻抗仅仅是它的电阻，那么电压将与电流成正比而不是与它对时间的导数成正比。因此，必定存在与导线相关的电感。由导线内部的磁通量产生的内电感太小以致于不能引起该问题，而且随着频率的升高几乎减小为零。电感是对一个闭合的电流环而言的，所有的电流都必须返回信号源，因此必须形成闭合环路。然而，它们返回的闭合环路可能很大和/或者可能很不明显。局部电感的概念允许我们将环路电感分成几部分，唯一对应于环的各段。例如，考虑如图11-14a所示的矩形环路。环路电感定义为穿过这个环面积s的总磁通量与产生这个磁通量的电流的比值[1, 14]：

777

$$\psi = \int_s \vec{B} \cdot \vec{ds} \tag{11.3a}$$

$$L = \frac{\psi}{I} \tag{11.3b}$$



(a) 物理电路； (b) 局部电感形式的等效电路

778

图11-14 环路电感分解成局部电感的说明

为了后面的目的我们定义环各边的电流为I_1、I_2、I_3、I_4，但每个都等于I：$I=I_1=I_2=I_3$

$=I_4$。我们现在希望构建如图11-14b所示的环的等效电路。电感L_{pii}指的是局部自电感，L_{pij}（$i\neq j$）指的是局部互电感[2, 3]。这可以通过式（11.3）来唯一并有意义地定义。利用高斯定律，$\nabla\bullet\vec{B}=0$，即磁力线必须构成闭合环路。基于这个原因我们以磁矢量位$\vec{A}$的形式写出磁通量密度为$\vec{B}$[1]：

$$\vec{B}=\nabla\times\vec{A} \tag{11.4}$$

因为对于任意矢量$\vec{A}$都有矢量恒等式$\nabla\bullet\nabla\times\vec{A}=0$。将此代入式（11.3）并利用斯托克斯定理得[1]：

$$L=\frac{\oint_c \vec{A}\bullet\mathrm{d}\vec{l}}{I} \tag{11.5}$$

其中，c为闭合环路的周长。因此通过闭合环路的磁通量可以用这个环路的磁矢量位（也是由电流产生）的线积分来求得。换句话说，我们求周长各段的微分与矢量$\vec{A}$沿周长的切向分量的乘积的总和。但是这个积分可以唯一地表示为沿各段周长的积分的总和：

$$L=\frac{\int_{c_1}\vec{A}\bullet\mathrm{d}\vec{l}}{I}+\frac{\int_{c_2}\vec{A}\bullet\mathrm{d}\vec{l}}{I}+\frac{\int_{c_3}\vec{A}\bullet\mathrm{d}\vec{l}}{I}+\frac{\int_{c_4}\vec{A}\bullet\mathrm{d}\vec{l}}{I}=L_1+L_2+L_3+L_4 \tag{11.6a}$$

其中，c_i定义为环路的四段中每段的周长并且：

$$L_i=\frac{\int_{c_i}\vec{A}\bullet\mathrm{d}\vec{l}}{I} \tag{11.6b}$$

上述结果表明，我们可以唯一地依据环路的各段写出环路电感的各部分。

779

式（11.6）中的结果表明图11-4b中的等效电路的局部电感可以被定义为：

$$L_{pij}=\frac{\int_{c_i}\vec{A}_{ij}\bullet\mathrm{d}\vec{l}_i}{I_j} \tag{11.7}$$

其中，$\vec{A}_{ij}$为由沿着l_j段的电流I_j产生的l_i段的磁矢量位。如果$i=j$，$\vec{A}_{ij}$指的是局部自电感，如果$i\neq j$，$\vec{A}_{ij}$指的是局部互电感。重要的是要指出磁矢量位与产生它们的电流平行。因此各段之间的局部互电感相互垂直等于零！基于这些定义，可以唯一且有意义地确定一段两端的电压。例如，第2段两端的电压为：

$$V_2=L_{p22}\frac{\mathrm{d}I_2}{\mathrm{d}t}+\underbrace{L_{p21}}_{0}\frac{\mathrm{d}I_1}{\mathrm{d}t}+\underbrace{L_{p23}}_{0}\frac{\mathrm{d}I_3}{\mathrm{d}t}+L_{p24}\frac{\mathrm{d}I_4}{\mathrm{d}t} \tag{11.8}$$

因为第1段和第3段与第2段垂直，所以局部互电感L_{p21}和L_{p23}等于零，重新写出该电压。

现在我们研究该局部电感的重要意义。Ruehli在参考文献[3]中提出了式（11.7）的替代公式：

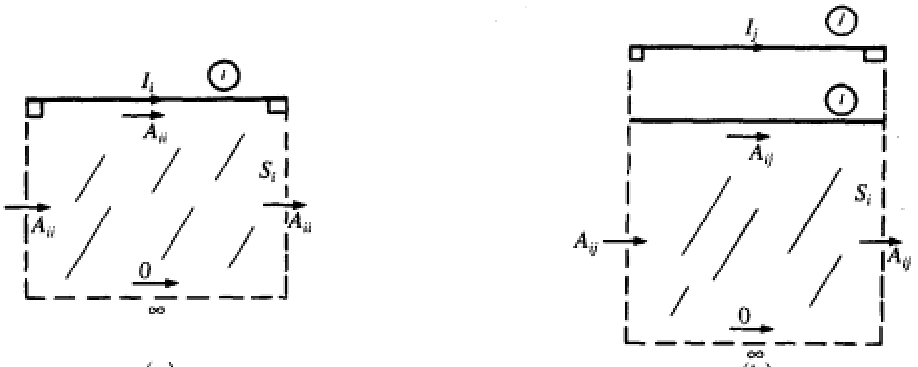
$$L_{pij}=\frac{\int_{s_i}\vec{B}_{ij}\bullet\mathrm{d}\vec{s}_i}{I_j} \tag{11.9}$$

其中，s_i为由导线i和无穷远处用直线围成的面积，位于第j段终端并且和第j段相垂直。平行的各段如图11-15所示。对于非平行各段的延伸是简单的，在参考文献[3]已给出。因此包含的磁通量从导线延伸到无限远处。这个结果提供了对局部电感的含义和计算的重要理解。证明这个等式是很容易的。利用磁通量密度和磁矢量位之间的关

系 $\vec{B}=\nabla\times\vec{A}$，和斯托克斯定理[1]，式（11.9）的分子可以写成：

$$\int_{s_i}\vec{B}_{ij}\bullet\mathrm{d}\vec{s}_i=\oint_{c_i}\vec{A}_{ij}\bullet\mathrm{d}\vec{l}_i \tag{11.10}$$

已知磁矢量位 $\vec{A}$ 与产生它的电流平行，从图11-15中可观察到沿边上的磁矢量位与路径相垂直，因此 $\vec{A}$ 沿着这些路径的线积分等于零，同时也表明在无穷远处的磁矢量位也等于零，因此 $\vec{A}$ 沿着周长中这部分的线积分等于零，由此证明了图11-15所示的沿整个闭合路径的线积分可变换为仅沿着导线部分的积分。我们现在致力于应用实际的几何知识来计算局部电感。780



(a)　　(b)

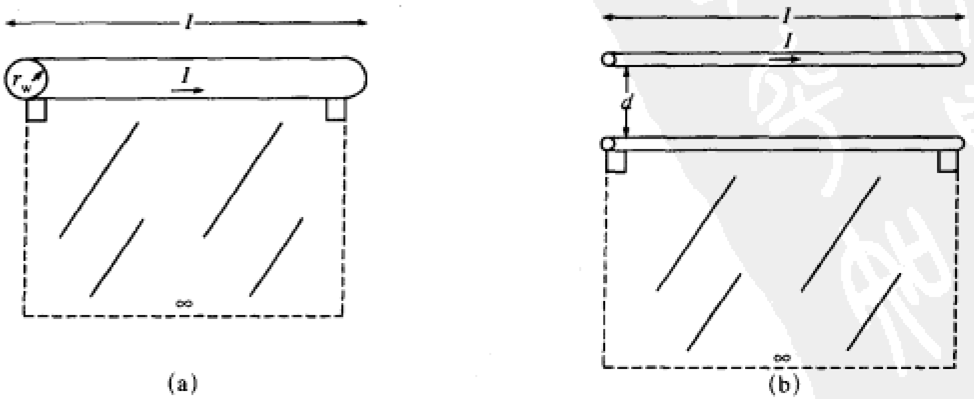
（a）局部自电感；（b）局部互电感

图11-15　局部电感定义的说明

1. 导线的局部电感

半径为r的导线的局部自电感等于穿过导线与无穷远之间平面的磁通量与导线电流I的比值，如图11-16a所示。Grover[2]指出：781

$$L_p=\frac{\mu_0}{2\pi}l\left[\ln\left(\frac{2l}{r_w}\right)-\frac{3}{4}\right] \tag{11.11a}$$



(a)　　(b)

（a）自电感；（b）互电感

图11-16　导线局部电感的计算

其中，l为导线长度。此为直流电感。随着电流频率变为无限大，电流趋于表面，局部自电感变为：

$$L_p = \frac{\mu_0}{2\pi} l \left[\ln\left(\frac{2l}{r_w}\right) - 1 \right] \quad (f \to \infty) \tag{11.11b}$$

可以通过Neumann 公式[1]得到如图11-16b所示的两根细线之间的局部互电感的精确值，为[2]：

$$M_p = \frac{\mu_0}{2\pi} l \left[\ln\left(\frac{l}{d} + \sqrt{1 + \frac{l^2}{d^2}}\right) - \sqrt{1 + \frac{d^2}{l^2}} + \frac{d}{l} \right] \tag{11.12a}$$

其中，d为两根细线之间的距离。当细线的长度l比它们之间的距离d大得多时，公式近似为：

$$M_p \cong \frac{\mu_0}{2\pi} l \left[\ln\left(\frac{2l}{d}\right) - 1 \right] \quad d \ll l \tag{11.12b}$$

复习题11.3 求长度为3in、相距为1/4 in的两个20#规格导线的局部自电感和互电感。

答案：78.9nH或26.3nH/in。34.44nH或11.48nH/in。（近似值：33.19nH或11.06nH/in）

现在我们应用上面的结果来求解一个电路的“接地波动”。考虑两个平行的、相同的导线，导线长度为l、间距为d、半径为r，如图11-17a所示。等效电路用局部自电感L和局部互电感M的形式来表示。每个局部电感两端的电压降为：

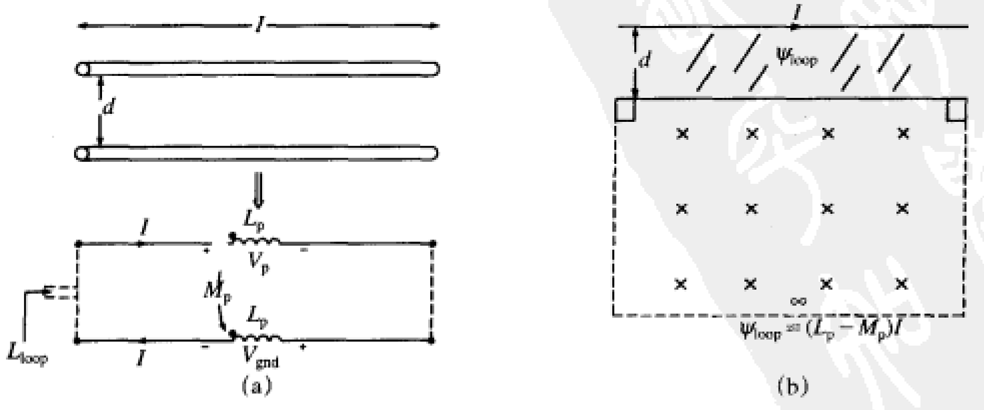
$$V_p = L_p \frac{dI}{dt} - M_p \frac{dI}{dt} = (L_p - M_p) \frac{dI}{dt} \tag{11.13}$$

如果我们在假设导线长度远大于导线间距$d<<l$的情况下，忽略导线终端的电压降和局部自电感和互电感，则围绕环路的总电压降是式（11.13）的2倍。因此环路电感为：

$$L_{loop} = 2(L_p - M_p) \tag{11.14}$$

782~783

代入式（11.11a）和式（11.12b）得：



（a）用局部电感表示的等效电路；（b）用局部电感表示的环路电感

图11-17 一对平行导线的传输线环路电感与局部电感的关系

$$L_{loop}=2(L_p-M_p)=\frac{\mu_0}{\pi}l\left[\ln\left(\frac{d}{r_w}\right)+\frac{1}{4}\right]=l\left[\frac{\mu_0}{\pi}\ln\left(\frac{d}{r_w}\right)+\frac{\mu_0}{4\pi}\right] \tag{11.15}$$

第一项是式（4.19）给出的传输线每单位长度的环路电感，第二项是式（5.4a）给出的两条导线（每条导线$\mu_0/8\pi=50$nH/m）每单位长度的内电感。如果我们用直流结果代替式（11.11b）给出的高频局部自电感，式（11.15）中的内电感一项就会消失。这是合乎逻辑的期望，因为随着频率的升高，导线内的电流将会趋于表面，使得导线内部没有磁力线来产生内电感。如图11-17b所示为如何解释（$L-M$）这一项。局部自电感L_p给出了由每单位电流产生的穿过由导线和无穷远处所包围的面积的磁通量，而局部互电感M_p则给出了由第一根导线电流产生的穿过第二根导线和无穷远处所包围的面积的磁通量。两者的差值，(L_p-M_p)，为由每单位电流产生的穿过第一根和第二根导线所包围的面积的磁通量。因此，局部自电感和局部互电感的差值与穿过这个环路的磁通量有关。因此希望式（11.15）的结果为常见的环路电感是合乎逻辑的。这就支持了我们通过局部电感得到环路电感的想法。

复习题11.4 考虑长度为3in、间距为1/4 in的两条相同的20#规格的平行导线。两根导线与一个信号源和一个负载电阻相连。假设电流为100mA的梯形波，频率为10MHz，占空比为50%，上升/下降时间为10ns。求回路导线两端之间的“接地波动”电压V_{GND}。已知回路导线的净电感为（$L-M$），从复习题11.3得到的结果约为14.82nH/in。

答案：445mV。

复习题11.5 增加复习题11.4中两根导线之间的间距会产生什么影响?

答案：因为局部互电感的减小而使接地波动电压升高，这是个非常重要的结论，我们将在这一章余下的部分用到它。为了使电流沿着一条给定的路径返回它的信号源，我们利用互电感，将所期望的回路靠近信号线放置。这也势必减小回路导线的电压降即“接地波动”。

784 ~ 785

2. PCB连接盘的局部电感

矩形横截面导线，即PCB连接盘的局部电感的含义和解释与一般导线是一样的。然而，它们的计算的确更复杂。可能精确计算公式的最好的出处是Hoer和Love的文章[4]和Ruehli[3]的文章。宽为w、厚为t、长为l的连接盘的局部自电感的精确计算公式是很复杂的。然而，如果我们考虑厚度为零，即$t=0$的情形，局部自电感的计算公式就简单了[4, Eq.(18)，3, Eq.(16)]：

$$L_p=\frac{\mu_0}{6\pi}l\left[3\ln\left(u+\sqrt{(u^2+1)}\right)+u^2+\frac{1}{u}+3u\ \ln\left(\frac{1}{u}+\sqrt{\frac{1}{u^2}+1}\right)-\frac{(u^2+1)^{3/2}}{u}\right]\quad (t=0) \tag{11.16}$$

其中，参数u为连接盘长度对宽度的比值，$u=l/w$。对于PCB的典型情况，连接盘宽度从5mil到15mil不等，连接盘长度从1in到5in不等。因此参数u的变化范围为$67<u<1000$。Ruehli指出了零厚度连接盘与前面关系式之间的精确关系（见参考文献[3]中的图5），而且指出了近似式（11.16）对$u>10$时是足够精确的。

复习题11.6 求连接盘长度与宽度的比值$u=10$和$u=1000$时的总的局部自电感和每

单位长度局部自电感。

答案：705.7nH/m＝17.93nH/in。1.62μH/m＝41.15nH/in。观察这些计算结果与前面无科学依据条件下的15nH/in~30nH/in之间的关系。

Hoer和Love在[4, Eq(14)]中给出了平行矩形横截面导线（栅）的局部互电感的精确解。但是这个解相当复杂而且计算量很大。如果导线离得并不是太近，可以将它们合理的近似为细线然后应用式（11.12）。更精确的表达式是在每根连接盘的横截面上把连接盘分成小的连接盘，然后把每根小连接盘看成细线来处理，应用式（11.12）细线的近似公式来描述每根子连接盘的特性并求和：

$$M_p = \frac{1}{B_1 B_2}\sum_{i=1}^{B_1}\sum_{i=2}^{B_2} M_{pij} \tag{11.17}$$

786

其中，连接盘1分成B_1段细线，连接盘2分成B_2段细线。式（11.12）中的距离d和M_{pij}为将各子段看成细线时，各个子段中心之间的距离。Ruehli[参考文献[3]图8]指出对于平行的或者是成行排列的连接盘，式（11.12）中的细线表达式与式（11.17）中的表达式一样对大多数情况都适用，除了连接盘之间的距离特别近，约为连接盘的厚度时不适用。当距离与连接盘的宽度和厚度相比足够大时，式（11.17）中细线之间的距离近似相等，上面的结论显然就成立了。

11.2.4 电流通过具有最低阻抗的路径返回到它们的源端

可能在"接地"系统和PCB的设计中最重要的原则就是*电流通过具有最低阻抗的路径返回到信号源*的原则。这是一个非常简单的但却具有不可思议的影响力的概念。例如，考虑如图11-18所示的一个激励负载的源的情况。我们前面把源和负载之间的路径阻抗看成是纯电阻性的来简化我们开始的讨论，但是现在知道这些阻抗主要是感性的。从源流向负载的电流为[15]：

$$I = \frac{V_S}{R_L + 2\,\Omega + 1\,\Omega \parallel 5\,\Omega} \tag{11.18}$$

其中，$R_1\|R_2=((R_1R_2)/(R_1+R_2))$为电阻$R_1$和$R_2$的并联阻抗值。例如，$1\Omega\|5\Omega=5/6\ \Omega$。应用*分流原理*[15]，我们可以定义电流$I$流过每条回路的电流值：

$$I_1 = \frac{5\,\Omega}{1\,\Omega + 5\,\Omega} I = \frac{5}{6} I \tag{11.19a}$$

$$I_2 = \frac{1\,\Omega}{1\,\Omega + 5\,\Omega} I = \frac{1}{6} I \tag{11.19b}$$

注意，电流的大部分，它的5/6，通过具有最小阻抗1Ω的路径返回。这也适用于具有电抗（电阻性加上感性）的路径。因此我们建立了*电流通过具有最小阻抗的路径返回信号源*的这一重要原则。更确切的说是电流的*大部分*通过具有最小阻抗的路径返回。

787

现在我们考虑电流在选择回路时的第二个重要原则：*环路面积*。电流会选择具有最低阻抗的路径返回到信号源，其中*路径阻抗是信号输出和返回的整个环路的阻抗*。在上一节我们证实了整个路径的阻抗与该路径的电感有关，而环路的电感与*环路的面积*有直接关系。因此，*环路的面积越小，全部路径的阻抗就越小*。电流将会选择整个环路阻抗最小的路径返回到信号源，也就是*环路面积最小*的路径。图11-19明显证明了这一点。

假定由“编织在一起”的导线构成的网格图形组成了许多回路。(该技术可用来构造重要的接地栅极系统，在11.3.4节中讨论）电流I从信号源流到负载，然后它有很多返回路径可选择以回到信号源。最低阻抗路径是离信号输出导线最近的一条，因为它提供了由电流围成的最小环路面积。注意这也自然使电流的辐射发射最小，因为“差模电流”的辐射发射与它们所包围的环路面积有关。PCB设计的问题出现在当设计者“没有给电流提供许多可供选择的回路”时。因此电流几乎没有选择。给每一个电流在“信号输出”路径附近提供一个所谓的“地”或是回路可以解决这个问题，但是在今天大规模和复杂的PCB设计中却不能灵活地实现。因此11.3.4节中讨论的一个编织在一起的接地栅极实现了这一点，为电流提供了一种动态选择。如图11-19所示为“接地”栅极概念的简单说明。

788

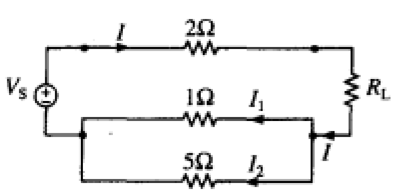


图11-18　电流通过具有最小阻抗的路径返回信号源这一重要原则的说明

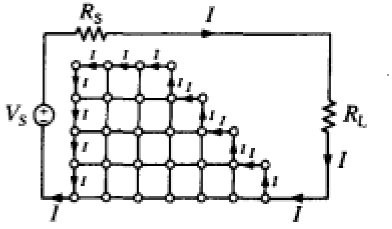


图11-19　信号回路上具有接地栅极的影响

考虑如图11-20所示由“接地面”提供电流回路的情况。这种情况是信号传输线沿着PCB外表面分布，接地面作为内层面埋在中间。我们将会看到，回路电流将主要沿着正对信号输出电流下面的路径流过，这条路径使“信号输出”——返回路径组成的整个环路面积最小。信号输出线与内层面的距离越近，就会有越多的回路电流集中在它的下面，这将在下面描述。依据镜像法（见7.6.1节）一个无限大理想导电接地平面可以用它的镜像来替代——位于接地面下面方向相反、与地面距离相同的电流，如图11-21所示。这是一个相对容易解决的问题，接地面上方的场没有变化。然而，这表明接地面上的电流分布集中在正对着电流I的地方。磁场强度矢量$\vec{H}$，单位为A/m，由接地面上与之平行的电流产生，静电电流的磁场为（见4.2节）：



(a) 一根导线平行于参考接地面；(b)“信号输出”和返回路径的横截面图表明回路电流的主要部分集中在导线下面

图11-20　回路电流将会集中在导线下面的地平面上的事实说明

$$H=\frac{I}{2\pi r} \tag{11.20}$$

789

其中，$r=\sqrt{x^2+h^2}$ 表示电流到接地面上一点的距离，x为这一点到电流正下方一点的距离。尽管这是从直流电流得到的，但应用于离接地面很近的、电小尺寸的高频电流也是合理的。H场的方向由右手定则确定（围绕电流的圆周方向）。由镜像电流在接地面上同一位置产生的磁场强度大小相等，方向相反。边界条件（见附录B的B.3节）为：与理想导体表面相切的磁场强度分量在导体上产生表面电流密度，磁场强度分量的单位为A/m，大小等于H的切向分量。此表面电流沿着导体表面分布，方向为垂直纸面向外，值为：

$$J_s(x)=2H\cos\theta=\frac{Ih}{\pi(h^2+x^2)} \tag{11.21}$$

磁场强度矢量乘以$\cos\theta=h/r$得到切向分量，原电流和镜像电流结合产生的场为式（11.20）的二倍。在正对电流下方得到的电流密度的最大值为：

$$J_s(0)=\frac{I}{\pi h} \tag{11.22}$$

电流密度随着远离电流正下方这一点后迅速地减小。如图11-21b所示为式（11.21）和式（11.22）之比的曲线。为了表明此电流是如何沿着电流I下方的地面集中分布，我们沿接地面对式（11.21）（对x）积分得：

$$I(d)=\int_{-d}^{d}\frac{Ih}{\pi(h^2+x^2)}\mathrm{d}x=2\int_{0}^{d}\frac{Ih}{\pi(h^2+x^2)}\mathrm{d}x=\frac{2Ih}{\pi}\left[\frac{1}{h}\tan^{-1}\left(\frac{x}{h}\right)\right]_0^d=\frac{2I}{\pi}\tan^{-1}\left(\frac{d}{h}\right) \tag{11.23}$$

注意到如果令$d\to\infty$，这个数值为I，如它本应该的值。表11-1的结果为包含在原电流下方$-d<x<d$，长为$2d$区域内的接地面电流部分。

这表明电流从接地面返回时主要集中在正对着信号输出电流下方的区域内。这个原因现在已经很明显了。这使得由信号输出路径和返回路径构成的环面积最小。因此，我们可以用一个镜像平面迫使电流通过所期望的路径返回[16]。

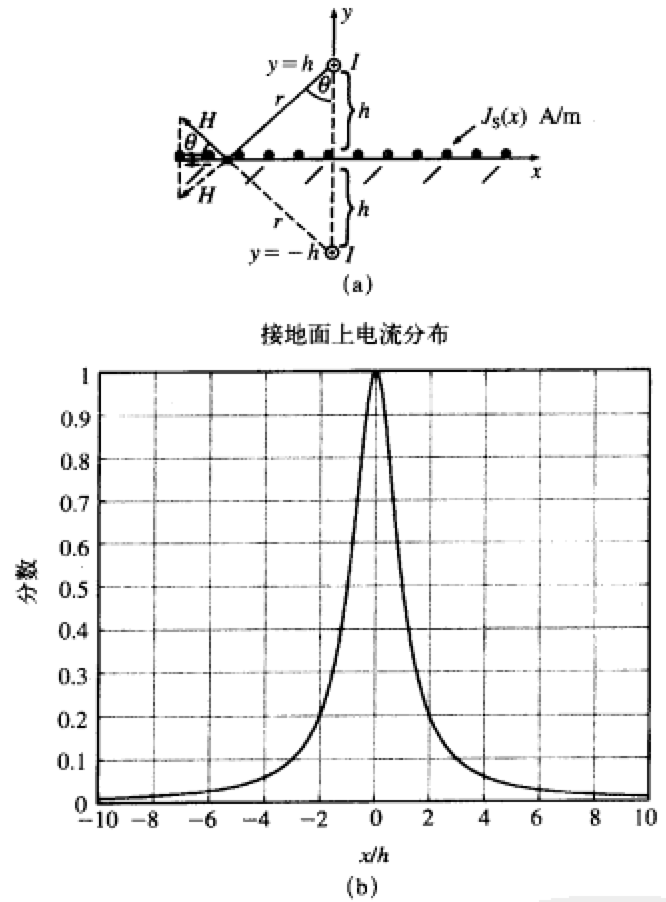
790~791

表 11-1

d/h	$I(d)/I$	%
1	0.5	50
2	0.705	71
5	0.874	88
10	0.937	94

一个多层PCB，中间为接地面，可用来实现这个目的并达到类似于图11-19所示的接地栅极的结果，它为回路电流提供了多条可能的回路而不是把它限制于一条回路中。而且，回路电流，当给它选择时，它会动态地选择一条回路使整个环路的面积最小，即，一条位于信号输出电流正下方的路径。多层PCB具有内部的"接地面"和/或栅极接地系统以降低辐射发射，减小"接地波动"和迫使电流从所期望的路径返回是很关键的。

如图11-22所示为镜像法原理遇到困难的情形。接地面上有一缝隙，电流在缝隙上



(a) 横截面尺寸；（b）接地面上的回路电流与导线下面距导线的距离与导线距接地面的高度的比值之间的关系曲线

图11-21　接地面上回路电流分布的确定

面流过。电流没有其他的选择；它会试图通过离信号输出电流正下方尽可能近的路径来实现返回路径。但是缝隙迫使回路电流绕过它，形成了信号输出电流和回路电流之间大的环路面积，因此使辐射发射增加。所以，缝隙一般来说不应该切断接地平面。当然，也有可能出于其他原因而使这种情况不可避免地发生。但是，设计者现在明白了这样做的利弊，也可以作出全面考虑的决定。

将电缆布置在离大的导电平面非常近的地方也是一个好主意。即使可能没有连到平面的“硬连接”回路，位移电流也会

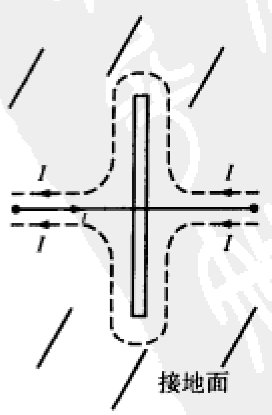


图11-22　接地面上的缝隙的影响，回路电流由于要沿着缝隙流动而产生大的环路

通过潜在的寄生电容而事实上提供一个这样的回路。电缆距离导电平面越近，这个返回路径的环路面积就越小，因此辐射发射越低。 792

11.2.5 利用互电感和镜像平面迫使电流沿期望的路径返回

将两条导线靠近放置在一起可以增加它们之间的互电感。这样做的直接影响就是减少了它们之间的环路面积。我们已经见过大量的例子，通过将两条导线放得很近使它们之间的互电感增加，这样就减小了该回路的阻抗，因而使电流的大部分沿这个最小阻抗路径返回到信号源。例如，如图11-6b所示的包含内部导线的同轴电缆的例子。在一个特定频率（实验结果显示为6kHz）以上，电流将会找到较小的阻抗路径通过屏蔽层返回，而不是通过大的接地平面返回。这是由屏蔽层和与它同心的内部导线间很强的互电感所引起的。如图11-23所示为另一个例子。如果只给所有三个电流提供唯一一条回路，那么这些电流只有一条可以选择的回路，这将导致很大的环路面积。然而，如果我们在距离信号输出电流附近给每个电流提供一条指定的回路，那么由于具有小的环路面积，这条路径的阻抗将变得最小，从而每个电流的大部分都将会沿着每条指定的路径返回。这不是一个“电子阅读原理图”的例子，相反地，是利用电子喜欢由最小阻抗路径返回信号源的自然偏好而谨慎地提供这条路径，“哄骗电子”由期望的路径返回。

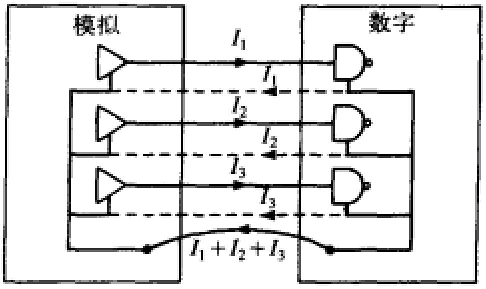
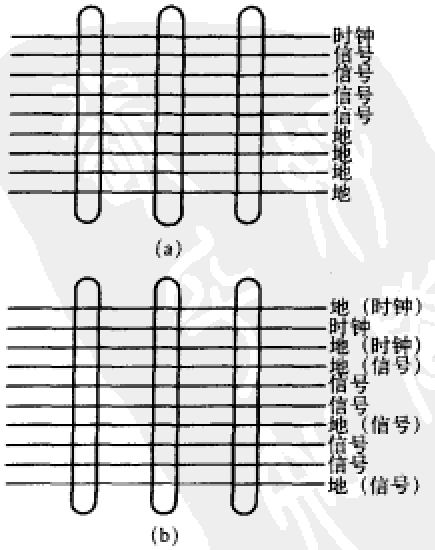


图11-23 在“信号输出”电流附近指定回路以减小环路面积的举例说明

793

如图11-24所示举例说明了这个重要原则的另一方面的应用，采用互电感迫使电流沿着期望的路径返回。这种情况经常发生在带状电缆或者扁平电缆或者有拐角的边缘连接器的“接地”管脚的分配时，没有考虑这个原则。如图11-24a所示即为这种情况。所有的“接地”管脚放在一起远离它们的信号线。如图11-24b所示为在管脚分配时应用互电感原则将回路直接布置在信号输出线附近的简单分配，这通常称为GSG（地－信号－地）或GSSG（地－信号－信号－地）分配。同样，这也不是依赖于电子可以“阅读原理图”的例子。然而，在一条信号线附近设置回路将会保证信号输出电流能够在其附近找到最小阻抗路径而使信号的环路面积最小。尽管我们给各种地起了名字，电子也不会关心一条返回



(a) 大的环路面积；(b) 减小的环路面积

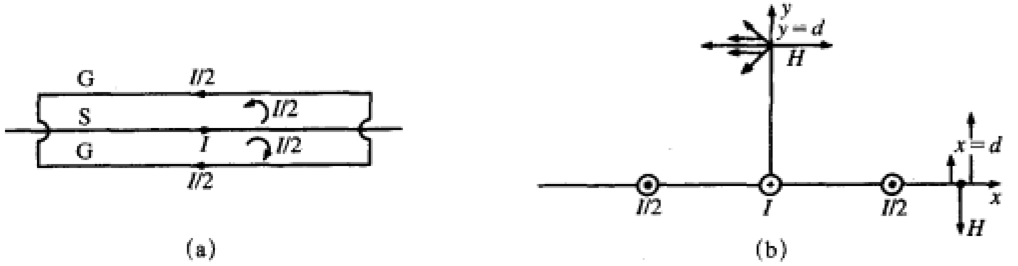
图11-24 在背板上和带状电缆中使用相间隔的地（返回）来减小环路面积

路径的名字是什么，它们只关心它的阻抗。不要允许非一电磁兼容人员决定连接器上管脚的分配，否则图11-24a将是实际的结果。

建立镜像平面具有同样的作用。例如，如果我们在一个带状或者扁平电缆下放置一个金属箔长条，将它与PCB上的“地”端接，电流将具有一条直接在每条信号线下面的最低阻抗路径，并动态地选择返回，在参考文献[16]中将介绍这种效果。同样，在大的导电平面附近布置导线和电缆在控制大环路面积以减小辐射发射方面有相似的作用。

794

如图11-25所示为GSG结构的优点，也就是，在信号输出导线两侧都布置回路。如果回路导线离信号输出线很近并且对称，那么就可以保证回路电流将会均匀分成两部分沿着这两条路径返回。这样做有另一个优点：*辐射场几乎消失*。图11-25b给出了包含导线的平面上垂直距离为d处的磁场及磁场所在的平面。注意到根据右手定则，由信号输出电流产生的磁场实际上与由两条回路的电流产生的磁场相互抵消。理解这里隐含的假设很重要，即假设*两接地导线必须在两端连接在一起*，否则信号输出电流就无法选择从这两条导线返回。尽管这个观察到的磁场隐含的假设为直流电流的场，但由于这个结构实质上是天线阵，因此也近似适用于高频电流的情况（见第7章的7.3节）。



(a) 对称结构；(b) 横截面内的磁场

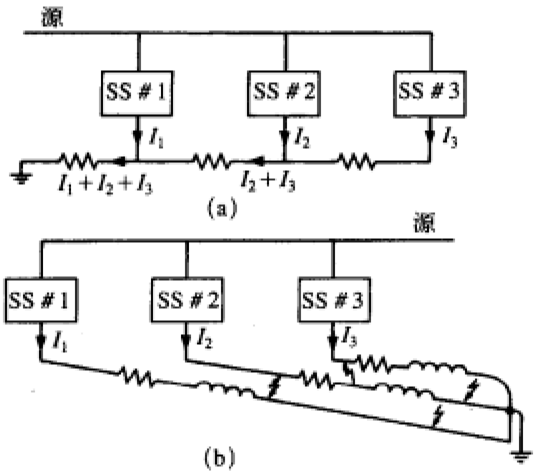
795

图11-25 在“信号输出”电流两侧提供对称的回路对减小辐射发射的作用

11.2.6 单点、多点接地和混合接地

关于信号接地的方案基本上有两种：单点接地系统和多点接地系统。*单点接地系统*指的是子系统的地回路仅与该子系统内的单点相连。使用单点接地系统的目的就是为了*防止两个不同子系统中的电流使用相同的回路返回而产生共阻抗耦合*。如图11-26所示为典型的单点接地原理的实现系统。三个子系统具有相同的信号源。如图11-26a所示的方法称为“级联”或*串联法*。这种方法很明显会在两个子系统的接地点之间产生共阻抗耦合问题。图11-26a中的连接方法会将SS#2和SS#3中的信号加到SS#1上，就如前面所讨论的。底下划线的部分是我们必须知道的可能被确定电流的回路。图11-26b所示的*并行连接*是理想的单点接地方法。然而，它也有一个很大的缺点，那就是单个的接地线的阻抗将取决于这些连线的长度。在分布系统中，如果我们严格服从单点接地系统的原理，那么连接线可能需要很长。这样接地线可能有很大的阻抗而抵消了它们的正面效应。而且，这些导线上的回路电流有可能向其他接地导线进行有效辐射，并在子系统之间产生耦合，类似于串扰，因此产生了辐射发射问题。而发生的程度取决于回路信号的频谱分

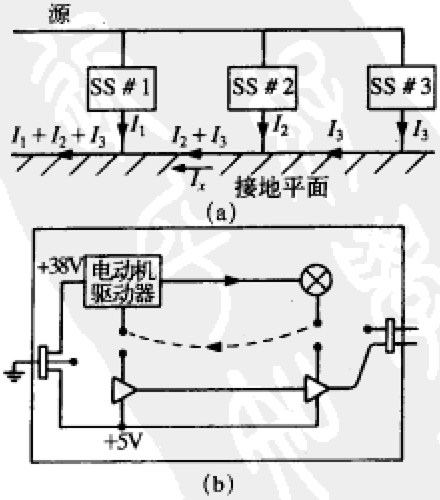
量：高频分量将比低频分量产生更有效的辐射和耦合。因此，单点接地原理并不是普遍适用的理想接地原理，因为它最适合低频子系统。 796



（a）“串联连接”中的共阻抗耦合；（b）单点接地系统中接地线之间的无意耦合

图11-26　单点接地问题举例说明

另一种接地系统原理就是图11-27a所示的*多点接地系统*。典型地，一个大导体（通常为接地平面）在多点接地系统中作为信号的回路。在多点接地系统中，子系统的各个地分别与接地导体在不同点相连。当采用多点接地系统时，*我们假设各系统地与接地平面的连接点在所考虑的频率点上任意两点之间的阻抗都非常低*。否则，这种连接法和如图11-26a所示的串联单点接地系统之间就没有技术上的差别了。多点接地系统优于单点 797 接地系统的优点被认为是连接导线的长度可能较短，因为有一个较近的接地点。但这又是*假设了接地点之间在所考虑的频率点上的阻抗为零或至少非常低*，而这并不总是正确的。如果如图11-27a所示的接地平面被PCB上的一条长而窄的连接盘所代替，那么如果我们沿该连接盘上各点连接子系统的地的话，我们就可以认为已经实现了多点接地。而事实上，这更类似于如图11-26a所示的串联连接的单点接地系统。在很多时候，这些“语言学”会导致混淆和误解。*简单地将子系统与导线上的不同点相连并不能构成一个多点接地系统，除非这种系统的精髓得到保留，即沿接地导线上各连接点之间的阻抗在所考虑的频率点上是很小的。*



（a）理想情况；（b）多点接地原理中存在的问题举例说明

图11-27　多点接地举例说明

多点接地系统的另一个问题可能是通过接地导体的其他电流没有被注意到。例如，假定

"接地面"（其子系统为多点接地）上存在其他有用信号电流或通过它的环境电流。以如图11-27b所示的例子举例说明，与其他数字电路的PCB相同，其中包含直流电动机驱动电路。驱动直流电动机所需要的+38V直流电源和激励数字电路所需要的+5V直流电源通过连接器供给PCB。假设这些电路都在PCB的一个公共地网上接地。电动机电路的高电流将通过该接地面，当电动机的驱动电路开关时，在接地网的两点之间就会产生潜在的较大的高频电压。如果数字逻辑电路也以多点的形式接到接地网上，那么由电动机回路电流在接地网上产生的电压可能会耦合进数字逻辑电路，在期望的工作性能中导致问题的产生。另外，假设一个信号在PCB上的路径经过一个在PCB背面的电源连接器，那么，在信号电缆中的接地导线将被噪杂的接地系统的变化的电位所激励，有可能产生辐射而导致辐射（或传导）发射问题。

典型地，单点接地系统应用于kHz频率范围和模拟子系统中，其中包含低电平信号。在这些情况下，毫伏甚至是微伏的接地压降都能在这些电路中导致重大的共阻抗耦合干扰问题。单点接地系统通常也用于高电平子系统，如电动机驱动电路，这是为了防止这些高电平回路电流在公共接地网上产生大的压降。另一方面，数字子系统本质上具有"抗"外部噪声的性能，然而，它们对内部噪声相当敏感。通过共阻抗耦合被内部噪声所干扰被认为是"从心脏向自己开枪"，如图11-10所示。为了使这种共阻抗耦合最小，数字系统中的接地系统趋向于多点接地，采用大的接地平面如在内层面板的地面或是诸如接地网等将大量交替的接地路径并联放置，因此而降低回路的阻抗。在接地回路附近放置信号导线也是很重要的，因为这也可以降低回路的阻抗，我们将在11.2.4节中讨论。

798

其他类型的接地系统在特殊的环境下不如上述接地系统用得频繁。这些类型的接地系统称为混合接地系统，就是上述两种系统在不同频段的组合。作为例子，考虑如图11-28所示的接地平面上的屏蔽导线。我们在第9章中讨论过只要屏蔽线的屏蔽层与接地平面或是参考导体的两端相连，那么就可以消除内部的电感耦合。同时我们也指出，由于流过参考导体的噪声电流在屏蔽层上产生耦合到内部导线的电压，这就使共阻抗耦合成为可能。当低频电流流过参考导体时通常会发生这种情况。如图11-28所示为可选择的实现屏蔽接地和避免低频耦合的方法。如果电缆包含两层屏蔽层，内屏蔽层与参考导体的一端相连，而外屏蔽层与参考导体的另一端相连，那么在两层屏蔽层之间不存在低频连接，这样可以避免由于参考导线上流过的电流I_{NOISE}而产生的共阻抗耦合问题。然而，两屏蔽层之间的寄生电容（寄生电容由于两屏蔽层是同心的而相当大）在两屏蔽层之间提供了一个高频连接，这样屏蔽层就能有效地与参考导体的两端相连。这代表了混合接地系统的频选接地机理。如果我们将单层屏蔽层的一端通过电容与回路导体相连，那么单层屏蔽层也能实现上述接地模式。低频时屏蔽层应单端接地；而在高频时电容表现为低阻抗，因此屏蔽层应两端接地。通常这要求有非常大的电容。如图11-29所示描述了两种实现混合接地的其他方案。图11-29a

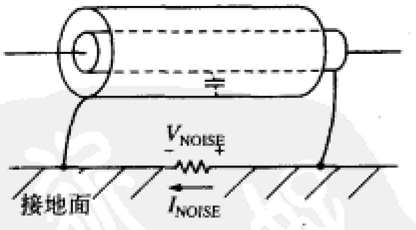
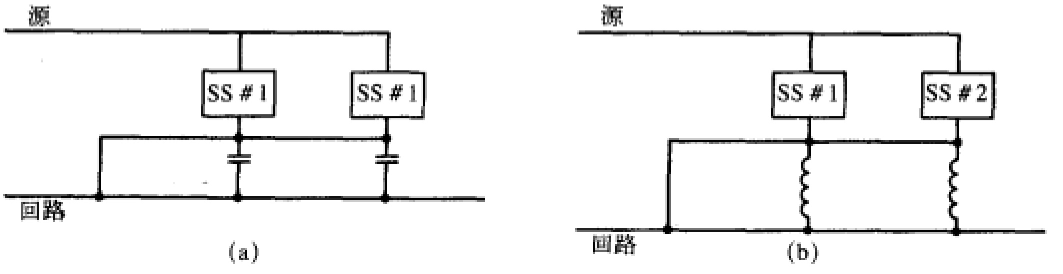


图11-28 低频时屏蔽层单点接地和高频时屏蔽层两端接地避免"地环路"的方法

所示的电容提供了低频时的单点接地系统和高频时的多点接地系统。图11-29b所示的电感则正好相反。当有必要出于安全而将子系统与绿色的地线相连并在较高频率时需单点接地时，图11-29b所示的接地方案是非常有用的。

799



（a）低频时单点接地和高频时多点接地；（b）高频时单点接地和低频时多点接地[12]

图11-29 混合接地方案

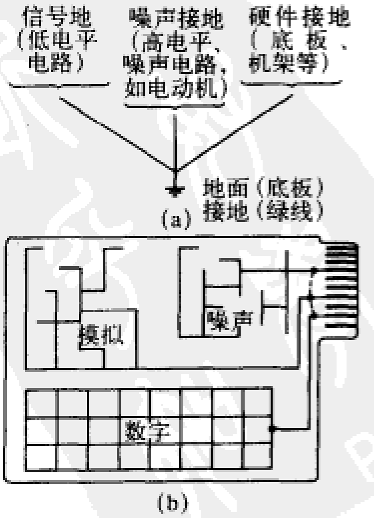
复习题11.7 具有单个整体屏蔽层的屏蔽线一端通过一根导线接地。为了避免低频接地环路，在另一端与地之间连接一个电容。求该电容值，该电容在100MHz以上的阻抗小于1Ω。

答案：1.6nF。

典型的系统要求有三种独立的接地系统，如图11-30a所示。低电平信号（电压，电流，功率）子系统应该与专门的单独的接地点相连，这指的是*信号地*。在这个信号地子系统中，电路采用单点接地、多点接地或者混合接地方式。第二种类型的接地系统指的是*噪声接地系统*。噪声接地系统代表了工作于高电平和/或产生噪声类的信号的电路。而在一种情况下信号被认为是噪声，在另一种情况下却不是。例如，数字时钟信号的高频谱分量在符合规定的限值或干扰其他子系统时被认为是噪声，虽然它们是有用信号必要的频谱成分。另一方面，直流电动机的电刷电弧则是真正的噪声，它对于电动机的功能而言不是必要的。（如在第5章中讨论了电弧放电的抑制并不妨碍电动机的性能。）举个例子，如图11-30b所示为包含数字电路、模拟电路和噪声、电动机驱动电路的PCB。噪声电路的地与板的连接器作专门的连接以防止高电平回流电流通过模拟或数字接地系统。类似地，数字和模拟电路也有专门的接地回路与连接器相连。注意模拟接地系统中的接地（一个信号地）实质上是单点接地系统，而数字接地系统中的接地（另一个信号地）实质上是多点接地系统。

接地的第三种类型是*硬件接地*，即与底板、机座、机壳、设备机架等相连。硬件接地的目的并不是运载电流，除了在发生故障或转移ESD信号的情况下。

理解为什么需要这些不同的独特接地系统的关



（a）理想的布局；（b）PCB上接地系统的布线[12]

图11-30 地的分割

800~801

键在于它们的目的是防止共阻抗耦合。如果我们允许高电平噪声从电动机驱动电路传输到作为数字电路回路的导体上，这些高电平电流将在提供给数字电路的公共回路上产生压降，这就有可能导致数字电路发生功能性问题，如图11-27b所示。区分低电平和高电平回路是很重要的，因为回路电流的幅度越大，公共阻抗上的压降也就越大。几个不同的低电平电路可能共用同一个回路而不互相产生干扰，因为在公共地网上产生的共阻抗耦合压降没有大到足以产生干扰。在分开的接地系统中不仅信号电平很重要，它们的频谱也很重要。一些支路在它们的输入端包含内在的滤波，因此如果噪声的频谱落在电路输入滤波的通带之外，那么加在输入端的高电平噪声信号也就不会产生干扰问题。数字电路趋于具有着非常宽的宽带输入，这样就不存在选频保护问题。另一方面，诸如比较器等模拟电路由于运算放大器（OpAmp）的响应时间而具有一定程度的高频滤波。但是，寄生现象可以削弱这种作用。硬件接地通常是与其他接地系统分开，目的也是为了避免共阻抗耦合问题。不在硬件接地和其他接地系统之间提供连接是很重要的，特别是信号地，这样由如ESD信号传递所产生的压降将不会在信号接地系统中产生不同噪声比的点。11.3.7节中进一步讨论这一点。

11.2.7　地环路和子系统去耦

两接地系统之间的电压差可能会导致潜在的严重干扰问题，被称为地环路，如图11-31所示，其中两个子系统与具有不同电压的两个不同接地网相连，或者与同一个接地系统具有不同电压的两个点相连，两个点的不同电压是由于接地系统的阻抗所造成的。两个连接点之间的电压差V_G，作为一个电压源，将在两个系统和两个连接点之间的信号线和回路线上产生共模电流I_{C1}与I_{C2}。即使其中一个子系统物理上没有与接地点相连，子系统和接地系统之间的寄生电容也可以有效地完成这个电路连接。这在小型电动机中是很普遍的，电动机导线和电动机机架之间的大寄生电容（出于散热的考虑，通常与机架的较大面积金属部分相连）为从电动机输入导线通过电动机壳到产品机架提供了一条通路（如图5-39b所示）。这是两条供共模电流通过的潜在大环路：信号线—地线环路和回路线—地线环路。这些共模电流从辐射发射的角度来看其作用就像两个差模电流。辐射发射电平与环路面积成正比，如第8章所讨论的。

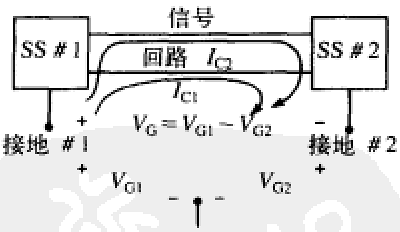


图11-31　由于地电压差在连接电缆上产生共模电流的例子

阻断这条路径有很多方法。其中一个比较普遍而且容易实现的方法就是在信号线—回路线中插入一个共模扼流圈，如图11-32所示。我们在第5章中讨论了共模扼流圈，它可以用一对耦合电感来表示，如图11-32所示。由差模（功能方面的）电流所产生的磁通在芯线中趋向于减小，

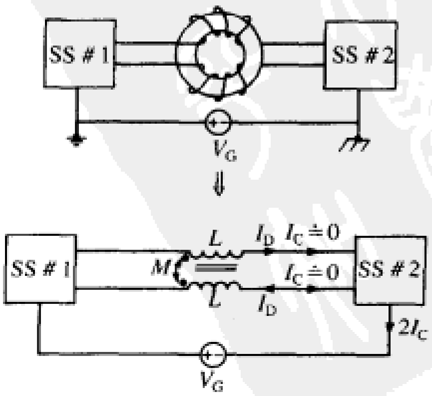
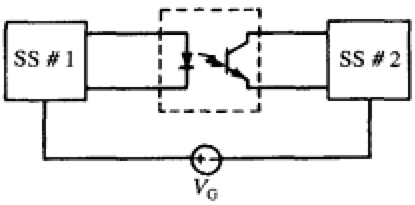


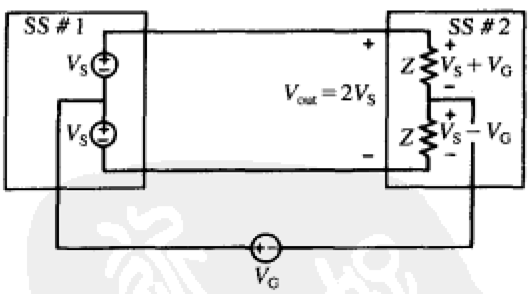
图11-32　使用共模扼流圈抑制互连电缆中的共模电流

802

这样共模扼流圈对于这些功能方面的信号而言是理想的，无阻抗的（如果导线适当地缠绕在芯线上）。输入和输出导线之间的漏电感和寄生电容趋于降低扼流圈的差模性能。由电流（通过两个接地系统之间的连接线返回）的共模部分所产生的磁通在芯线中趋于增加，这样感性阻抗就以与共模电流串联的形式存在。

另一种阻断共模电流的方法是使用如图11-33a所示的*光耦合器*，它能断开直接的金属通路。地电压是在耦合器的输入端和输出端之间，而不是在两个输入端之间，因此不会产生共模电流。这种方法对于接地系统之间的电压差非常大的情况是尤其适合的，例如开关电源中的脉冲宽度调制器的输入端。一个平衡系统，如图11-33b所示，也能对地电压降提供抗扰性。子系统1#的输出用*以该子系统的地为参考*的平衡模式驱动，因此信号线电压和它的回路电压*以公共地为参考*时正好反相，即相位差为180°。子系统2#的输入也是平衡的，因此信号线和公共地线之间的阻抗等于信号回路和该公共接地点之间的阻抗。对这个电路的简单分析表明子系统2#的输出电压为$V_{out}=(V_S+V_G)+(V_S-V_G)=2V_S$，它是以公共接地点为参考的阻抗上的两电压之差，这样地噪声就被消除了。这通常既可由中心抽头变压器（通常称为*不平衡变压器*）来完成，也可由*差分线驱动器和线接收器*来实现。这些线驱动器和线接收器当工作于平衡模式时利用了运算放大器，依赖于它们的*共模抑制比*。这在通过传输线进行远距离的数字数据通信中是常用的方法。平衡也有助于消除容性串扰耦合，如第9章所讨论的。将两条导线扭绞在一起可以通过信号线—回路线环路来消除磁场耦合。 803





（a）光隔离器；（b）使用平衡终端（和双绞线）

图11-33 去耦子系统法

利用共模扼流圈、光耦合器或平衡传输的技术是*去耦子系统*的几个例子。我们将会发现许多其他的例子，对于阻止一个子系统由于受其他子系统的影响而产生的波动是很重要的。一个普通例子就是采用*去耦电容器*来防止电源线和给该系统供电的地线之间的感性压降对其他子系统的影响。这种重要的技术将在11.3.5节中考虑。 804

11.3 印制电路板（PCB）设计

作者认为，适当的PCB布线和设计是使电子产品能够符合辐射发射和传导发射规定限值，以及提高系统对外界干扰源的敏感度的最重要因素。

11.3.1　元件选择

PCB上的电子元件应根据它们的“速度”和“驱动”来分类。将元件分成具有造成EMC问题不同潜力的不同种类简单而有意义的方法是根据下式所表示的信号速度来分类：

805

$$\text{信号速度} \approx \frac{f_0 I_0}{\tau_r} \tag{11.24}$$

其中，f_0是信号的基频（重复率的倒数），I_0是驱动电流的幅度，τ_r是信号的上升/下降时间。信号速度本质上是对元件信号的高频频谱分量的量度。例如，微处理器以时钟频率f_0运行，通常将具有系统中最高的频谱成分。ASICs具有芯片外的驱动电路，除非它们被仔细选择，否则芯片的驱动电路将具有不必要的大驱动电流，同时也增加了PCB上信号的频谱成分。在如第3章所讨论的数字系统中，意味着高频频谱分量的信号的关键谱分量是信号的上升/下降时间。实际中，我们规定数字信号的“带宽”本质上是上升时间的倒数，$BW=1/\tau_r$，因此，具有500ps上升/下降时间的时钟信号的主要频谱成分可达到2GHz。

在初始的PCB布线中，应该根据由式（11.24）给出“速度”对放置在PCB上的每个部分编制元件的电子表格。在布线说明中要给出优先级目录，特别注意对于目录顶部的速度最高的元件的放置，首先放置速度最高的元件，然后放置速度低一点的元件，依次类推，以此保证PCB的布线恰当。很多的自动布线软件提供“自动布线”，因此，根据原理图，元件以自动的方式被连接。这样做常常导致严重的EMC问题，除非使用很谨慎。谨记需利用前面的概念，手动放置高速元件，手动布线连接是最佳的选择。例如，服务于微处理器的时钟与处理器临近放置是很有必要的。进一步说，如果在EMC的测试中发现问题，那么可以在B面上提供空间和过孔，以插入电阻和电容来减缓信号的上升/下降时间。最后，认识到时钟信号将具有系统中最高的频谱成分，我们应该在时钟两侧手动设置“地”线，以保证时钟信号不会沿着无意的和冗长的返回路径返回，因此而产生大环路面积和辐射发射问题。由于连续放置，产生EMC问题的风险就会减小。因此，我们首先要注意最严重的可能性。

11.3.2　元件速度和布局

正如前面的章节所指出的，应高度注意高速元件的放置及其连线。作为通用准则，回想一下，信号的频谱成分越高，信号耦合到其他导体和其他部分的可能性就越大。因此，高速元件和与它们相连的连接盘应该放置在PCB上远离连接器和其他连接盘的位置，如图11-34所示。作者熟悉的情况是系统的时钟模块与PCB的板边缘连接器临近放置。当PCB插入后背板时可发现时钟信号可能通过寄生电容耦合到了与背板相连的连接器导体上。由于背板很宽，所以信号辐射很强，导致产品不符合辐射发射要求。

806

一旦电路板布线完成，移动元件就为时已晚，耗时的电路

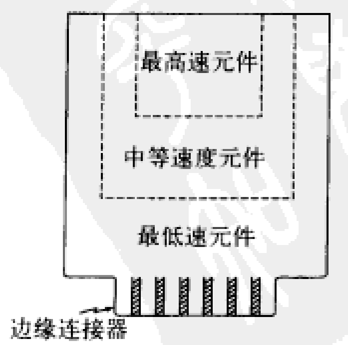


图11-34　保持高速元件远离板外连接器

板重新布线将严重影响产品的生产进度。因此，PCB的初始布线十分重要，它将加快或阻碍产品的生产进度。

再次，不用自动软件而是手动布置所有的元件，或者至少是高速元件，是很好的实践。可能在将来，EMC的布线规则会被融入到这些布线工具中，但目前看上去还是手动布线为妙。

意识到能提高信号速度的“下行”元件被认为是“减速”元件，这很重要。图11-35举例说明了这一点。



图11-35 用“下行”元件消除信号的滤波作用，恢复信号快速的上升/下降时间和信号潜在的辐射发射的举例说明

最后，当布线时，谨记模块的管脚被认为是“安静的”，可以使高速信号无意地位于其上，这一点很重要。图11-36举例说明了微处理器的复位管脚被认为是“安静的”，所以与其相连的连接盘在PCB上布了很长一段距离，因为它被认为是低优先级的。在这种情况下，可发现时钟信号无意地耦合到焊接在复位管脚的导线上，使很长的复位线上带有系统的时钟信号。不言而喻，产品将不符合辐射发射的要求。

807

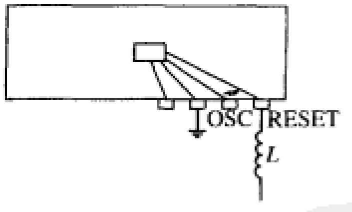


图11-36 焊接在芯片上的导线之间的信号的无意耦合会造成想象中安静的模块管脚上具有高频频谱成分。处理器管脚、复位管脚被认为是安静的，因此连接到很长的PCB连接盘上。不期望的耦合使连接盘带有时钟信号，因此而导致强烈的辐射发射。加入串联电感可以解决该问题

11.3.3 输入/输出电缆的布置与滤波

读者现在应该意识到很长的板间电缆具有潜在的导致严重的辐射发射问题的能力。通常，这些电缆上的共模电流是引起产品的辐射发射不符合规范的主要原因。共模电流被PCB上诸如接地波动之类的差分电压所驱动。因此，电缆犹如单极或偶极子天线，共模电流通过天线或位移电流返回其电流源（在PCB上）。为了减少板间电缆上潜在的破坏性电流，我们有很多补救措施。这些电缆的屏蔽层经常是通过电路板上的一点被接地的。正如前面所指出的，除非地是“安静的”，否则我们会无意中形成一个天线。因此保持安静的接地点很重要。图11-37说明了可以产生安静地的布置[12]。产生安静地的关键是阻止噪声信号通过它返回而造成接地波动。通过一窄段导体连接两者而从物理上将金属接地部分与噪声信号的地分隔，可防止噪声信号电流流过。安静地应该与“机壳地”相连，以提供电缆上静电放电（ESD）信号的泄放。另外，要为双列直插式封装（DIP）

磁螺线管提供空间和过孔，使电缆的所有导线都能通过以阻断共模电流。RC滤波器也可用来阻断高频差模噪声信号。回想这些RC低通滤波器仅能影响差模电流，所以，如果电缆上的共模电流是问题，那么这些RC滤波器将对电缆的辐射不起作用。

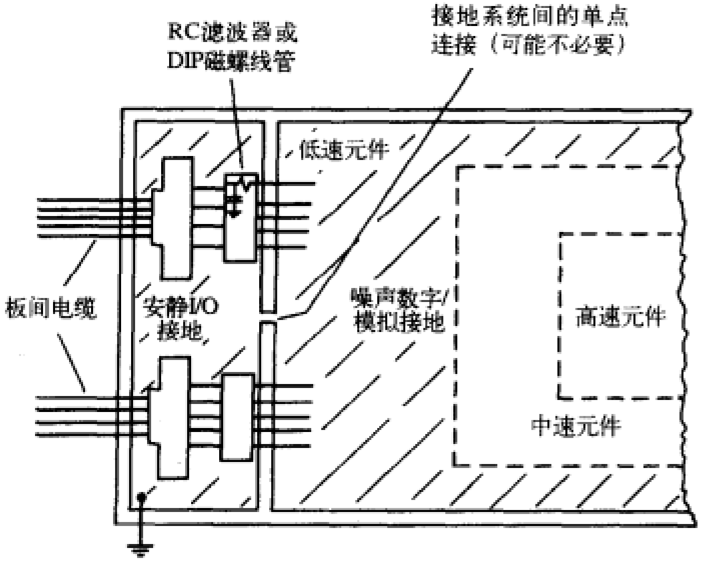


图11-37　在PCB的连接器入口处产生一个安静地，这将使屏蔽层有效端接并对板间电缆进行滤波[12]

808
~
809

另外，将I/O电缆连接器仅放在PCB的一边是明智的。这使在PCB两点之间的噪声电压不会驱动PCB另一侧边缘的电缆成为偶极子天线。图11-38举例说明了一个良好的设计。

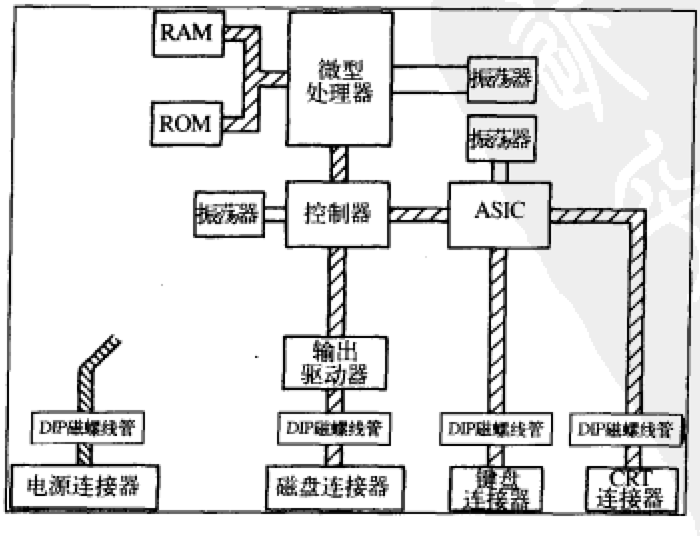


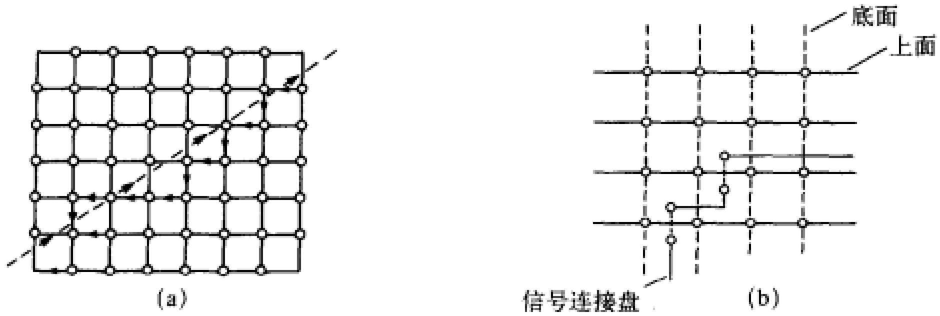
图11-38　典型数字系统的良好的PCB布线

11.3.4 重要的接地栅格

在一些低成本产品中，没有采用多层板，因此具有地平面（电源面在电流返回中的作用类似于地平面）的重要影响不存在。位于中间层的地平面有很大的优势，能动态地提供几乎是无穷多的潜在返回路径，每一电流能选择最靠近信号输出电流的路径返回，例如，直接在其下面的路径。这就是为什么中间的地平面如此重要的原因，没有电流被迫沿着长而连续的信号输出电流构成很大环面积的路径返回，就好像设计者忽略了为电流提供直接返回的路径。在低成本产品中，这是不可能被提供的，而要达到这种效果的简单方法是采用栅格接地系统。

栅格接地系统类似于屏蔽门。接地线连接在一起，如图11-39a所示。由于所有地线都在每个可能的点上连接，因此信号输出电流I能通过栅格动态地选择路径，使电流沿与信号输出电流最近的路径返回。栅格越好，就越接近于接地平面。栅格非常有效[17]，栅格之间的间隔的影响在参考文献[18]中研究。

810



（a）提供许多可选择的路径，允许电流选择最接近“信号输出”路径的路径返回，由此而减小环面积；（b）用过孔来连接地栅格可不阻断走线通道

图11-39 重要的地栅格

在典型的PCB中，两侧的连接盘是相互正交的。这样做的目的是为了增加布线通道。栅格接地系统看起来会阻断这些布线通道。然而，随着过孔（在两侧和任何内层面连接盘之间的连接）的使用，可以避免由地栅格引起的布线通道的中断，如图11-39b所示。被栅格线阻断的信号线可以经过过孔走到另一面，继续下去。一旦通过了阻碍，再通过过孔回到第一面。当然，这会带来更多的布线工作，但这对于通过规定的EMC辐射发射测试来说，代价还是很小的。对于更复杂的PCB，布线将会要求付出更多的努力。但在那些更复杂的电路板中，可以提供内层面，因此，对地栅格的要求可以被内层的接地平面所取代。

811

11.3.5 电源分配和去耦电容

工程师对电源分配的关注主要集中在带有+5V电压的电源线上，该电源线与模块的电源管脚相连，关注电源线是为了使沿电源线的IR压降不至降到不可接受的电平。因此，他们趋向于将注意力集中在直流性能上。此外，如我们现在所知，电源线与“地”线一样具有感抗（如图11-10所示）。因此，随着模块状态的改变，电流以数字信号的上

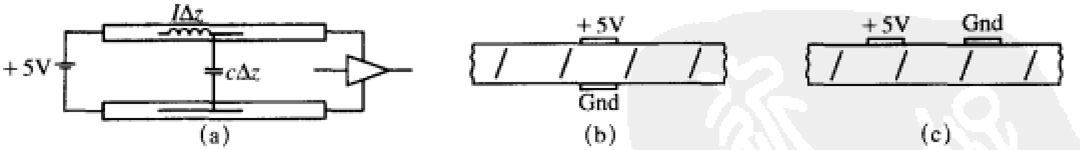
升/下降时间的速率改变。在这些电源线两端的压降L（di/dt）会在由引起的压降产生的信号转换期间使+5V管脚上的电压下降。因此，模块电源管脚上的+5V电压将由于该感性压降而大大减小，这通常被称为“电源线衰减”。另外，地线或电源回路的电感会产生地电压波动，造成模块接地管脚上的电压互不相同。这些影响都有可能造成逻辑错误。不言而喻，随着数字信号上升/下降时间的减小，这些问题会变得更严重。

将+5V电源线和地线看成如图11-40a所示的传输线是有帮助的。第4章中，我们发现传输线的重要参数是它的特性阻抗Z_C。特性阻抗涉及传输线单位长度的电感和电容的比值：

$$Z_C = \sqrt{\frac{l}{c}} \tag{11.25}$$

这里的电感是“环路”电感，但我们表明了它与形成环路的每根导线的局部电感有关。我们希望降低电感，增加电容。连接盘之间的大电容将“保持”信号转换中的电源电压。降低电感和增加电容有降低传输线特性阻抗的作用。因此，电源系统设计的期望目标是使用具有尽可能低的特性阻抗的传输线。我们现在研究如图11-40b，c所示的两种可能性。我们利用第4章的公式计算这两种传输线结构的特性阻抗。例如，考虑分布在PCB两相对面上的两连接盘情况，如图11-40b所示。假设连接盘宽为w=200mil，板的厚度为h=62mil。由第4章中的式（4.43）计算得到Z_C=41.05Ω。另一方面，对于两连接盘分布在电路板同一面上的情况，如图11-40c所示，连接盘宽为w=200mil，间隔为s=62mil，板的厚度为h=62mil。由第4章中的式（4.42）可得Z_C=155.7Ω。因此，分布在板两面上的宽连接盘比分布在电路板同一面上的连接盘的特性阻抗要低。这符合直观感觉，因为连接盘面对面比边缘相对具有更大的电容。所以，电源分配系统的高明设计能使连接盘电感的影响最小。

812



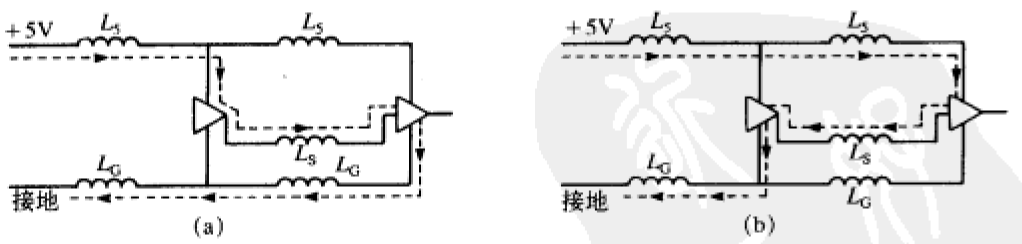
（a）电源分配电路要求低电感和高电容，特别地，传输线具有低特性阻抗；
（b）分布在电路板两面上的连接盘比，（c）板单面上的连接盘具有更低的特性阻抗

图　11-40

具有内层电源面和地面（2S2P板）的PCB在平行面和宽导电平面之间具有大电容的优点。依赖于两层之间间隔的固有电容可以被有效地利用。例如，考虑平行板电容器，它的电容近似为$C=\varepsilon\varepsilon_0(A/d)$，其中$\varepsilon$=4.7是分隔布线层的电路板的相对介电常数，$A$是板面积，$d$是平板之间的间距。对于面积为100in^2，间隔为5mil的电路板，给出的近似电容为0.02μF。在计算电容时，不是所有的面积都应被用到，因为在平板上两点之间的电流将沿着两点之间的直接路径流动，但会扩散到路径周围的一小段距离（如图11-20所示）。扩散距离的计算很困难，但可以假设其为5倍的平板之间的间隔。对于以上给出的尺寸，平板间隔为5mil，因此电流的宽度为25mil，等式（4.43）给出特性阻抗为Z_C=28.6Ω，支持了这个论点。相对介电常数越大，电容越大，特性阻抗就越小。有一

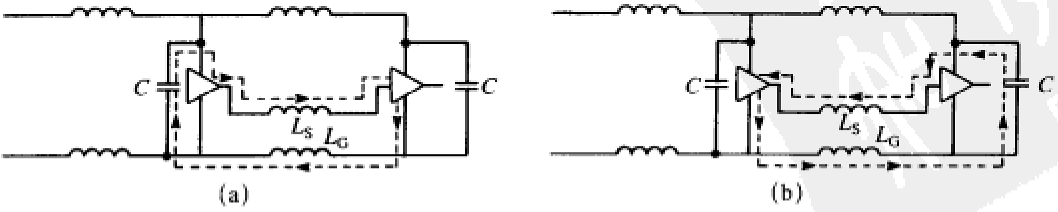
些特殊的材料正在被研究，它们的相对介电常数比玻璃环氧树脂大得多。

尽管这些概念有助于电源分配系统的设计，但我们可能仍然需要在每个模块的电源管脚和地管脚之间加入*去耦电容*。正如前面所讨论的，当模块转换状态时，电流通过+5V电源线和地线的感抗从电源流出，如图11-41所示。这将引起电源电压下跌和地电压的波动。去耦电容放置在模块的电源管脚和地管脚之间，起到集中局部电荷的作用。在模块转换状态期间，电流从局部去耦电容中流出，并不经过很长的+5V电源线和地线，如图11-42所示。在电压电平没有改变的静止状态中，电流以很慢的速率通过很长的电源馈线，其速率比在状态转换中为了在下一个状态转换过程中所用而对局部去耦电容进行补偿性充电的速率要低得多。因此，要避免这些长线的电感效应。当然，这要求电容非常靠近模块的管脚。在许多DIP封装的模块中，传统的+5V电源和地管脚的布置遭到了批评，因为它们位于模块的对角上，要求去耦电容的连接引线可能相当长。很明显，纵使由此引入的导线电感比那些与电源相连的长线小得多，引线的长度也应该最短。图11-43a表明了首选的布置。电容靠近模块的+5V管脚放置并与地栅格相连。与+5V管脚相连的引线电感具有最小值，地栅格使与模块地管脚相连的导线电感最小。*重要的是要记住电容器引线的电感，它是电容器本身和模块管脚之间的导线总长的电感*。普遍的误解是如果去耦电容的可见引线很短，那么设计就是满意的。这样的设计没有考虑用于连接电容引线和模块管脚所需要的*长连接盘的长度*。一个例子如图11-43b所示。实际上，电容器的引线很短没有什么作用；而长连接线的作用就总路径的电感而言，与长导线相同。表面组装技术（SMT）允许在PCB的背面安装大量的诸如电阻、电容之类的元件。因此，可以在模块下面（电路板的另一面）安装SMT电容器，如图11-43c所示，所以要使连接导线的总长度最短。此外，存在能插入到模块下面的“分布电容”（首先插入插座，然后插入模块），如图11-44所示，这些分布电容由薄层介质层所分隔的平行板



（a）由高到低；（b）由低到高

图11-41 当门电路转换状态时所形成的环路面积

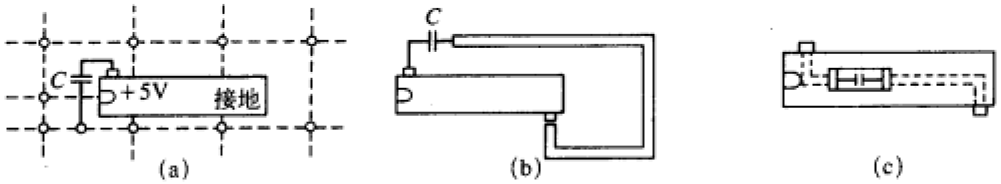


（a）由高到低；（b）由低到高

图11-42 当门电路转换状态时使用去耦电容以使环路面积最小

814~815

构成。因此，分布电容（实际上没有“引线长度”）插在模块的管脚之间。



（a）利用地栅格使地回路感抗最小；（b）电容引线长度包含了连接去耦电容与模块管脚所需要的PCB连接盘的长度；（c）安装在电路板背面使引线长度最短的表面贴电容

图11-43　去耦电容的安装

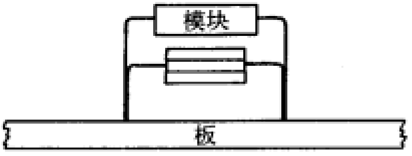


图11-44　分布（平行板）去耦电容减小了引线电感的影响

另一种察看去耦电容引线长度的影响的方法是在频域中察看。在第5章中，我们发现电容C会在频率f_0上与电感L_{lead}发生谐振：

816

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_{\text{lead}}C}} \tag{11.26}$$

开关电流的波形包含直到信号上升时间的倒数，$f_{max}=1/\tau_r$的频率分量。这种频谱分量必须保留，因为转换脉冲的波形必须被保存。如果频谱的重要部分被去除了，那么诸如上升时间之类的时域参数将会受到影响。在式（11.26）中的谐振频率以上，电容将类似于电感，其本身的作用将消失。如图11-45所示。记住，对于固定的导线长度，电容值越大，谐振频率将越低，谐振频率将发生偏移。这里强调应该使用电容值尽可能小的去耦电容。在某些情况下，两电容器并联放置可以克服这些影响。这种想法是使用大电容以容纳频谱的低频成分，使用小电容去接收大电容在其谐振频率以上的频谱成分，如图11-46a所示。当然，这种方法，在验证之前，看上去是符合逻辑的。如图11-46b所示，为手动计算的并联电路的输入阻抗幅度的伯德图，假设引线电感相等，$L=L_1=L_2$，$M=0$，该图发表在参考文献[19]中。拐点频率（$C_1>>C_2$）为：

817~818

$$f_1 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC_1}} \tag{11.27a}$$

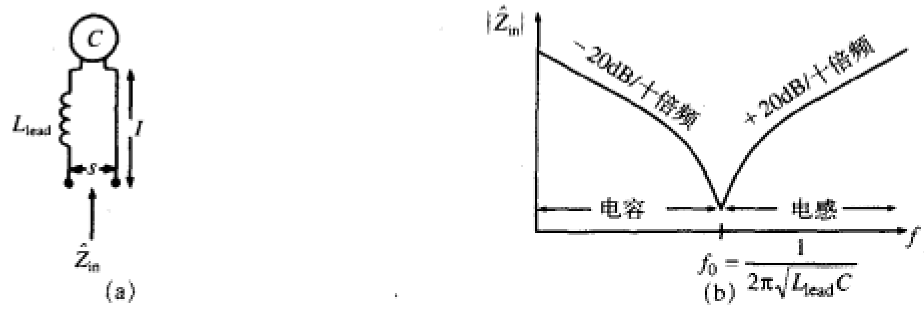
$$f_2 = \frac{1}{2\pi\sqrt{2LC_2}} \tag{11.27b}$$

$$f_3 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC_2}} = \sqrt{2}f_2 \tag{11.27c}$$

可观察到并联电容的高频渐近线与单个电容（C_1）的情况相比仅仅减小了2dB或6dB。发生的情况很清楚，在较小电容拐点频率以上的高频部分，两个电容器都工作于谐振频率之上，因此其性能表现为值为L的电感。因此，我们本质上是具有两个并联的电感，净电感值为$L/2$，是在谐振频率之上的较大电感的电感值的一半。然而，这可以通过仅

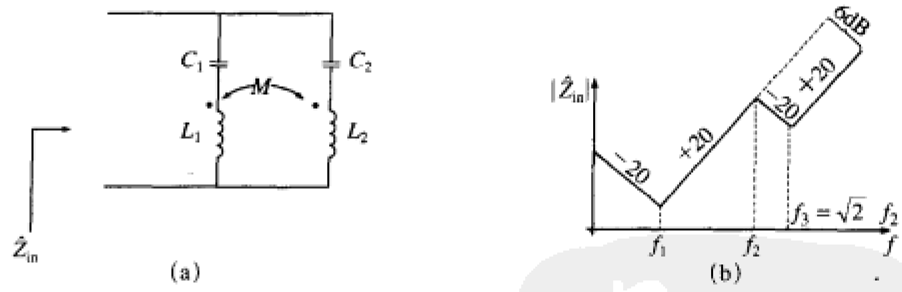
使用单个电容来避免，使用较大的电容（C_1），并将它的引线长度减半！然而，有一种情况是更有益的。如果较大的电容是钽电容或者是普通的电解质电容，那么另外还有引线电感，而实际的内电感常常比引线电感大得多。在这种情况下，引线电感较小，高频电容与大电容的大电感并联，将产生比单独使用大电容的情况下小的多的净电感，因此将获得大于6dB的高频减少量。

819～820



（a）模型；（b）在自谐振频率以上的情况说明，电容将表现为电感

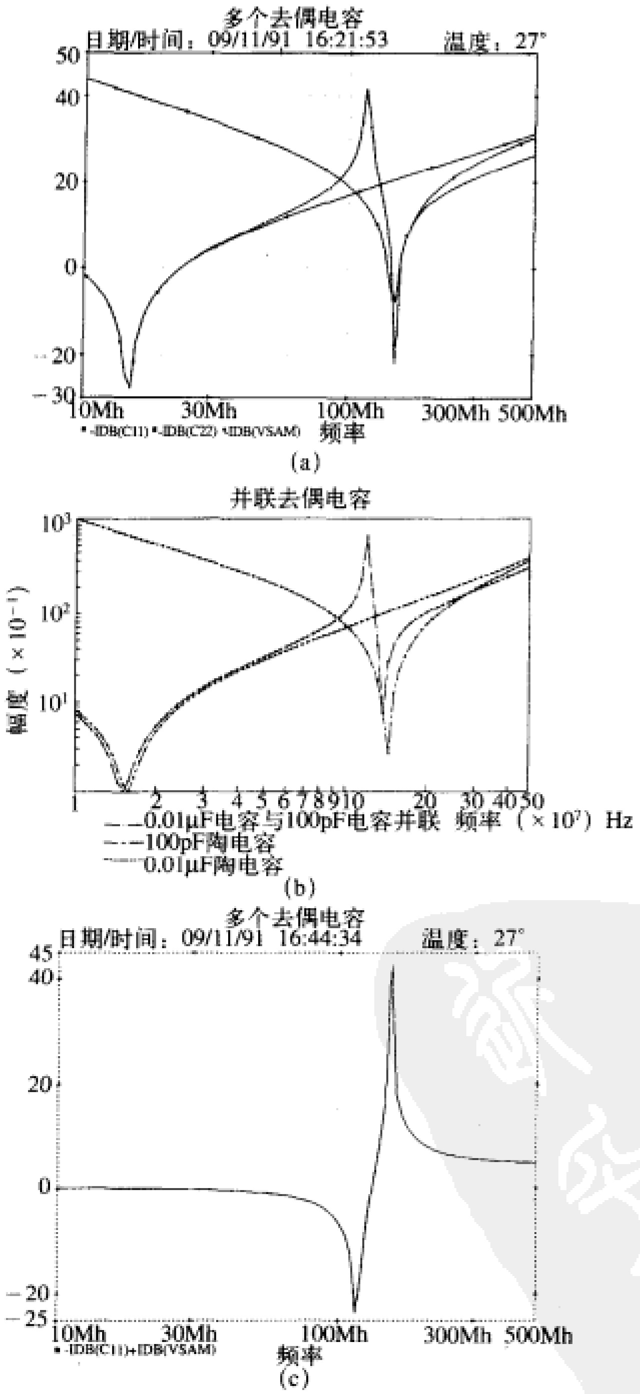
图11-45 元件引线电感的影响



（a）表明引线电感和互电感的等效电路；（b）两个并联去耦电容的阻抗伯德图，包含引线电感的影响

图11-46 使用两个并联电容力图去除引线电感的影响

图11-47表明了发表在参考文献[19]中的计算结果和实验结果。并联电容$C_1=0.01\mu F$，$C_2=100pF$的SPICE仿真如图11-47a所示。引线是22#规格的实芯导线，长度为0.25in（6.35mm），间隔0.25in。环路并联放置，间隔1/8in（3.18mm）。引线的自电感为$L_{lead}=11.48nH$，由引线形成的两个环路之间的互电感为$M=2.046nH$，给出两个环路之间的耦合系数为$k=0.178$。如图11-47a所示为从10到500MHz频率范围内，两个并联电容总阻抗（幅度）的SPICE仿真，同时也给出了单独两个电容的阻抗。两电容的并联表明在100MHz左右出现强谐振。但在远离谐振点后，总曲线遵循如图11-46b所示的渐近线。如图11-47b所示为并联电容阻抗的实验测量值。比较图11-47a和图11-47b，可见预测结果极好。SPICE预测用于画出如图11-47c所示的曲线，给出了单独的0.01μF电容的阻抗和0.01μF、100pF的电容并联时的阻抗的比值（dB），说明了并联电容的阻抗相对单个大电容的改善。这清楚地表明在大约150MHz以上普遍的改善仅为6dB，基本原理前面已讨论过。这又是一个“表面上正确”而实际上不正确的例子。



（a）从10到500MHz频率范围内0.01μF电容和100pF电容单独及并联时阻抗的SPICE仿真；
（b）从10到500MHz频率范围内0.01μF电容和100pF电容单独及并联时阻抗的测量值；
（c）0.01μF电容的阻抗与0.01μF电容和100pF电容并联时的阻抗之比（dB）
这说明了并联电容能减少辐射发射（大约为6dB左右）

图11-47 两个并联去耦电容的阻抗的频率响应表明几乎没有高频的改善

我们现在来计算去耦电容的正确值，这是一个被广泛争论和研究的主题[20]。其原因是情况非常复杂，取决于不能在某种精度上已知某些参数。一种想法是先写出电容的终端关系式[12]：

$$C = \frac{I\,dt}{dV} \tag{11.28}$$

接下来我们假设在改变状态期间，要求来自于电容的电流I和电容两端的电压（与之相连的模块的电源管脚和地管脚之间）改变，在状态转换的时间$dt=\tau_r$内，不允许超过dV。例如，如果+5V的电源电压不允许在1ns内的减少量超过0.1V，并且要求驱动电流为50mA，那么可得去耦电容的值为500pF。查看上述情况的另一种方法如图11-48所示。电容通过模块的+5V管脚和地管脚放电，R是从放电路径看进去的净电阻。电容开始充电至+5V，在上升时间1ns内，仅放电0.1V至4.9V。电阻值R很难被确定，但大约在100Ω左右（如图11-10所示，其中R是推拉式输出驱动器的集电极阻抗）。放电电压的结果如图11-48所示[15]：

$$V_0 - \Delta V = V_0 e^{-(\tau_r/RC)} \tag{11.29}$$

821

求解上式得C的值为：

$$C = \frac{\tau_r}{R\ \ln[V_0/(V_0-\Delta V)]} \tag{11.30}$$

得$C=495$pF，与由式（11.28）得到的计算值非常接近。利用自然对数的近似表达式：

$$\ln(1-x) = -x - \frac{x^2}{2} - \frac{x^3}{3} - \cdots \qquad x^2 < 1 \tag{11.31}$$

等式（11.30）可以通过仅保留式（11.31）的第一项来近似：

$$C \cong \frac{V_0\tau_r}{R\Delta V} \tag{11.32}$$

该与式（11.28）相同，得到近似值为$C\cong500$pF。SPICE（PSPICE）是有力的仿真工具，能仿真实际的模块、所有已知的寄生元件等，以见证对电容的粗略预测结果如何。

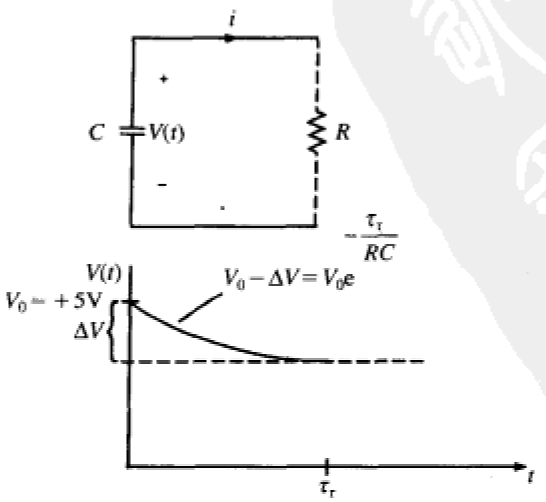
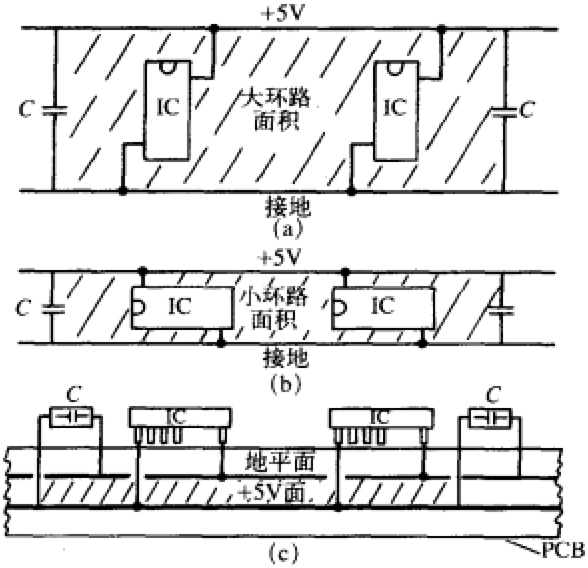


图11-48 去耦电容的瞬态放电响应

11.3.6　环路面积的减小

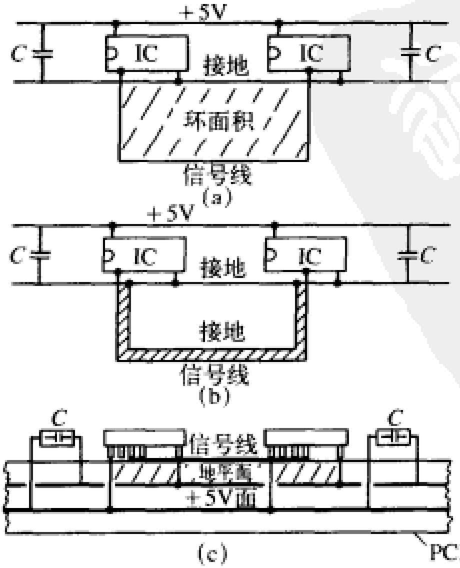
我们现在对产生辐射发射的大环路面积的影响很敏感，必须要避免。如图11-49所示为一些简单的例子，其中一些很小的想法将达到减小电源分配电路中的环路面积的目的，而没有或几乎没有增加产品的成本。如图11-50所示为信号——返回路径类似的环

822



（a）大环路面积；（b）小环路面积；（c）使用内层板（多层）PCB减少电源分配电路的环路面积和特性阻抗

图11-49　关于使电源分配电路的辐射发射最小的环路面积的重要考虑



（a）大环路面积；（b）小环路面积；（c）使用内层面（多层）PCB来减小信号返回电路的环路面积和特性阻抗

图11-50　信号——返回路径的大环路面积应该最小，以减小辐射发射

路面积的减少。当然，如我们本章开始所讨论的，不是所有的返回路径都能很容易看到。但我们仍然应试图基于一些正确原则来辨别这些路径，并试图观察是否有任何的大环路面积存在，进而在产品生产之前予以纠正。PCB布线软件能为单独“网络”生成布线示意图。例如，可仅打印出+5V和地的布线。这样能消除由于其他走线的存在所导致的混乱，这些混乱会使对电源－地网中所存在的环路的观察很模糊，不清楚。

11.3.7 PCB上混合信号的分隔

如前所述，在系统中应使用尽可能少的PCB以避免在电路板相互连接时所需要的电缆上产生共模电流，这是很明智的。大多数的低成本电子系统都只有一块PCB，即使PCB可能相当大。大多数PCB上具有三种不同的电子电路类型：包含数字电子器件的数字部分，包含诸如放大器之类的线性集成电路（IC）的低电平模拟部分，包含诸如电动机驱动电路之类的噪声信号的高电平噪声部分。为了将每一类信号保留在自己的那部分电路中，而不去干扰其他电动机部分，我们很自然地把PCB划分成三个明显的区域部分来包含这三种电路，如图11-30所示。这样做的目的是防止当其中一部分的电流流到另一部分（以返回其源）时的共阻抗耦合所导致的故障。通常，我们不必担心低电平模拟信号会使数字信号部分或高电平噪声信号部分（电动机驱动电路）恶化。然而，数字信号或高电平噪声信号可能会（通常会）干扰低电平模拟部分，并导致电子元件出现故障。另外，高电平噪声驱动电流，如果允许通过数字部分的话，也可能会引起故障。这些情况将使设计工程师分隔地平面，以试图防止干扰的发生，如图11-51a所示。跨越地平面上的分隔线可能会导致返回电流（通过电源插头在电路板上的电源公共连接线或者两地之间的连接线返回）的大环路面积。分隔地平面或在地平面上设置缝隙，并穿越缝隙，如图11-22所示那么会发生更大的辐射发射[21]。一个原因是返回电流产生了大环路面积。另外，没有连接的两个地面，具有不同的高频电位，因而形成了偶极子天线；从辐射发射的观点来看，这是一种相当坏的情况。

823

824

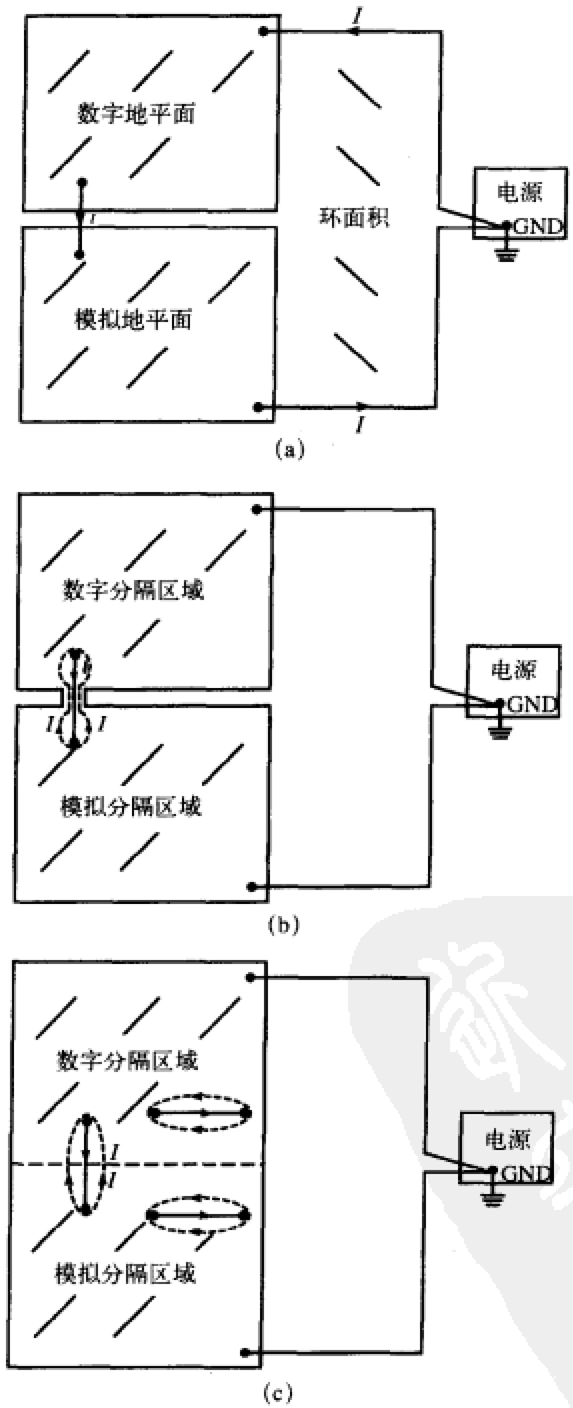
825

显然，我们必须从物理上分离电压分配平面。换句话说，我们需要将电源面分成没有明显连接的三部分：一部分为+5V数字电压，一部分为±12V低电平放大器电压，一部分为+38V电动机驱动电压。但从物理上分隔地平面不是好主意，如Ott[22]所示。

11.2.4节说明，在导电平面上的路径及其导电平面附近的路径中的电流将沿着走线正下方的路径返回（如图11-21b所示）。因此，如果我们将走线正下方的两地平面相连，以运载它们之间的电流，那么电流将在走线的正下方返回，因此能使环路面积和辐射发射最小，如图11-51b所示。Ott指出如图11-51c所示的不分隔地平面更好，因为电流将直接沿走线正下方的路径返回，这也能使环路面积最小，而且如果两地平面之间无连接，那么就能消除两地平面之间所形成的偶极子天线[22]。他同时也指出即使地平面相连，没有分隔开，在每一部分中的其他信号的返回电流也同样将在发射信号走线的下方流动，如图11-51c所示，因此不会无意流入并干扰其他部分。

826

在低成本产品中仅有双面板，没有内层面，栅格接地面可用来近似接地平面。因此这些设计原则能继续在低成本产品中应用。“镜像面”的使用已经表明通过减小环路面积和/或沿着回路中其他长导线的共模电流，可极大地减小辐射发射[16]。



(a) 可能产生长的返回路径和大环路面积；
(b) 在"发射信号"连接盘下面分隔区域的连接，能减小环路面积；
(c) 但是没有必要，因为如果有机会的话电流将在"发射信号"路径下方返回[22]

图11-51　划分模拟地和数字地

11.4 系统配置和设计

系统EMC设计中的一个更重要的方面可能是系统和它的子系统的配置（PCB、电缆连接器、电源和滤波器等的定位和定向）。相当频繁地，不合适的配置是造成功能性问题或不符合规定限值的主要原因。本节的目的在于关注EMC设计的这一重要方面。

11.4.1 系统外壳

产品开发初期所做的决定之一就是外“包装”。形状和外观由顾客的喜好和环境因素来决定，例如键盘的位置和形状、开关的位置。这严格限制了EMC工程师对于子系统布局、内部电缆布线等的选择。因此EMC工程师在设计过程中从一开始就起着重要的作用。

第一个必须作出的决定是系统外壳的类型是用金属还是塑料。EMC设计者们偏好金属外壳，因为这样对内部电子电路的屏蔽更容易实现。尽管如此，金属外壳很难塑造成平滑的形状，通常为“盒状”，对于消费者缺少吸引力。大型计算机和A类设备的外壳比如销售终端通常都是金属的，因为消费者的喜好对这些设备来讲并不明显。接缝可以相当有效地封闭，以降低这些“缝隙天线”的辐射。沿门边沿的金属指状物降低了泄漏（和外部信号如ESD的进入）。接合导线垫圈也可以沿缝隙的边缘放置以封闭这些孔缝。记住任何穿过屏蔽外壳的电缆都会大大降低外壳对内部信号和外部信号的屏蔽效能是非常重要的，除非它们被适当处理过。例如，穿过产品外壳的辅助电缆要求在每条导线上有R-C封装形式的滤波或者所有电缆导线，包括屏蔽软辫线都必须穿过共模扼流圈。在构造样品之前很难决定是否所有辅助电缆的处理都是必要的。因此允许当以后需要时再增加这些元器件是很明智的。比如，在PCB上辅助电缆的出口处提供管脚插孔以允许插入R-C封装或DIP环形线圈。这些连接在开始设计时能够用0Ω的表面贴SMT电阻来“交叉布线”。如果EMC测试决定需要R-C滤波器或DIP环形线圈以降低通过此电缆传导的信号，那么不需要重新布线就可以拿掉电阻和安装元件。在初始布线中给这些元器件留出空间是相当重要的，因为一旦设计完成PCB上通常就没有空间了。 [827]

塑料外壳很容易塑造成想要的形状，并且从审美观点来看是令人满意的系统外壳。这种外壳生产起来比金属的更便宜（至少在EMC所要求的任何内部导电喷涂或金属嵌入之前）。然而，塑料外壳不能提供屏蔽作用，因此对内部电子电路的EMC精心设计就更加关键。通过在成型时用传导材料覆盖塑料内部或在塑料中嵌入导电纤维都可能起到一定的屏蔽作用。导电喷涂也可应用，镍是常用的喷涂材料。应用导电涂层还有很多其他方法，比如火焰喷涂/电弧喷镀、真空金属喷镀、非电解浸镀和金属箔镶衬等。这些技术在费用和效果上都有所不同。模具成型过程中导电填料可被嵌入塑料中。参考文献[11]中给出了对塑料外壳用不同处理方式的屏蔽效能的比较。即使采用导电塑料外壳，认识到任何外壳的穿透，比如辅助电缆或一个孔缝都必须得到适当处理是很重要的，否则外壳的理想屏蔽效能可能从本质上就是无效的。

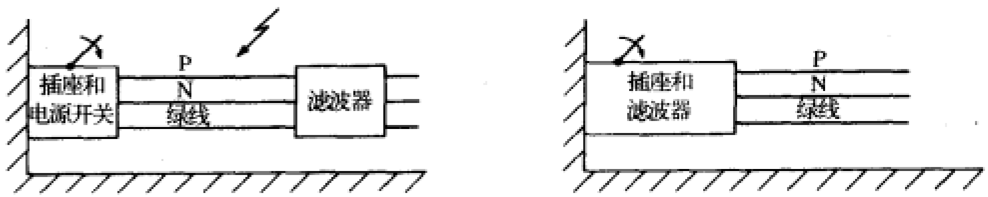
像风扇通风孔或其他穿孔一类的孔洞必须电磁封闭。有很多小孔的屏蔽壳比有几个大孔或几条长缝的屏蔽效能要好得多，如第10章所讨论的那样。阴极射线管（CRT）的表面也为内部场能够到外部来提供了孔缝。包含许多小孔的金属网可以夹在两个玻璃板

之间以屏蔽CRT表面，而只少量地限制了观看。

11.4.2　电源线滤波器的安装

良好的EMC设计的一个例子就是电源滤波器的安装。市电交流电进入产品的位置通常是从审美观点来出发选择的，也就是在产品的背面。开关按客户的想法放置在产品的正面。相线和中线从电源线的背面入口处走到开关所在的产品正面，然后返回产品背面以通过电源滤波器，这样电源会造成显而易见的问题。从背面入口处到前面开关处的 828 导线的裸露部分将信号带入产品的内部。这些信号将无阻碍地通过交流电源线传输出去，这样在传导发射测试中信号从电源线有效地辐射出去或传导入LISN。这两种情况中的任何一种都可能在符合规定限值的测试中造成严重的问题。实际开关可能放置在产品背面电源线入口处，在产品正面、开关和背面开关之间有一个机械连接。

在一些设计中电源滤波电路可能与电源一起安装在同一块印制电路板PCB上。将滤波器放置在距离电源线入口处一段距离的地方是可能有缺点的，如图11-52a所示，这样内部噪声就旁路了滤波器。如图11-52b所示为滤波器更令人满意的安装位置，滤波器直接安装在交流电源进入产品的入口处。这样就出现了预设计、预封装的完整电源插座和电源滤波器。这种配置能最有效地防止滤波器的旁路作用。



（a）不良的安装允许电源线的耦合和滤波器的旁路；（b）正确的滤波器安装

图11-52　电源滤波器的安装对产品辐射的影响

11.4.3　印制电路板的相互连接和数量

另一个重要决定就是涉及产品中印制电路板的数量和相互连接。作为一般原则，只 829 有一个印制电路板（PCB）的系统比一些更小的印制电路板（PCB）通过电缆相互连接更好。原因就是控制系统各部分地之间产生的压降当它们都在同一块电路板上时比它们在分离的电路板上并用电缆相互连接时要更容易。电缆引入的阻抗影响电缆两端的电压降。如果所有的子系统都放置在同一块电路板上，那么两个子系统之间的阻抗通过使用接地网就能降低。而通过印制电路板（PCB）之间相互连接的电缆很难达到相同的结果，因为在电缆中地－信号－地－信号－……的结构要求有许多散布的接地线，而这些接地线并不能像在印制电路板（PCB）上的走线那样与相邻的信号线间隔很小。印制电路板（PCB）之间的高频电压在电路板之间产生了共模电流，增强了辐射发射和传导

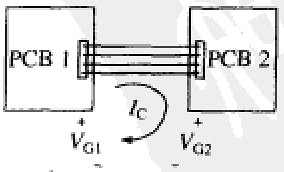


图11-53　多块电路板（PCB）会增加互连电缆中的共模电流举例

发射，如图11-53所示。将所有电子器件放置在一块电路板上可以降低电路板上子系统之间的电压差。

当通过印制电路板（PCB）之间的高速信号进入PCB时，为了减少扇出问题应该进行缓冲。例如，假设一个信号从一块电路板（PCB）传输到另一块输出至其他四个器件的电路板中时，在电路板的输入端放置缓冲器连同在其他电路板的输出端放置的四个缓冲器可降低互连线中的电流，因此也就降低了潜在的辐射发射和潜在的共模电流。

必须分开的印制电路板（PCB）必须通过低阻抗（高频阻抗）连接线来连接，比如母板或底板上的短路线。印制电路板（PCB）通过在母板中插入放置在边沿的连接器来进行互连。如图11-24所示为在这些母板设计中的一些重要的考虑事项。虽然这并不总是严格必要的，但是一个时钟信号就可能沿这块母板在（PCB）之间传输。只要有可能就应该避免，如在异步通信的信道中。各种不同的低频信号也在这块母板上的印制电路板（PCB）之间进行传输。接地导线应该与这些导线相邻放置以降低辐射发射环面积和沿导线的电感和相应的压降（高频）。如图11-24a所示为接地线不良的布局。时钟信号的回路在电路板相反的一端，造成很大的环面积和电感。如图11-24b所示为良好的接地线布局。地线或回路在时钟信号的两端并且接近于时钟信号，这样时钟信号应从这些回路返回，降低了辐射发射电平和这个重要信号的路径电感。同样，出于类似的目的接地线或回路应放置在信号线的周围。因为这些信号（数据等）的重复频率常常低于时钟信号，几个信号线可以包含在地线之间。重视这些回路与分开的印制电路板（PCB）的连接同样是重要的。 830

11.4.4 内部电缆的布线和连接器的布局

印制电路板（PCB）上电缆连接器的位置是另一个关键的设计考虑。PCB布线的一个重要方面就是在PCB的中心放置频率最高的电子器件，目的是为了当信号传输到电缆连接器时能利用信号自然滤波的优点。假设系统时钟振荡器沿使用该时钟信号的处理器放置在电路板的中央。高频信号将无意耦合到其他连接盘上，造成信号沿与电路板相连的电缆传输出去的可能性，该信号将对系统的其他部分造成污染并且产生更有效的辐射。在高频信号和电路板输出点之间保持最大距离将在信号的路径中设置滤波（无意的但是有用的滤波），比如路径中的寄生电容和寄生电感。即使这种滤波不是有意设计的，并且因此而不能充分发挥它的有效性，它也可以用来改善设计。将连接器放置在电路板的外边缘上，并将高频电子器件放置在电路板的中央，将最大地发挥滤波的作用。

另外，所有的连接器都应该放置在电路板的同一边。这么做的原因是为了防止一根电缆中的导线和另一根电缆中的导线之间产生压降，该压降能导致流出电缆的共模电流。无论电路板怎样布线，印制电路板（PCB）对角之间的压降通常都是很显著的。并且，如果连接器都放置在PCB的一边，那么沿电路板与电缆屏蔽层相连的局部区域提供一个“安静地”就更容易了。如果屏蔽层的连接点处有噪声，那么屏蔽层将像一个有效天线那样被激励，这样就达不到目的了。

也许需要关注的最简单而又可能是最严重的问题之一是产品中电缆的内部布线问题。图11-1说明了如果电缆允许从系统的噪声元件附近经过，那么间接的且很有效的耦合至电缆的电位是很可观的。这种无意耦合实际上可能使针对PCB布线的任何考虑都变

得无效。这又一次指出了除非在开发的每个阶段设计的参与者都讨论EMC问题的潜在 831 性，否则是不能完成整个系统的EMC设计的。

11.4.5 PCB和子系统的布局

系统中印制电路板（PCB）的位置和方位应该得到重视。例如，将两块印制电路板垂直并相邻放置，如图11-2所示，这使得信号能从一块电路板耦合到另一块电路板上。这不仅可能存在功能性方面的问题，而且还可能允许高频信号更有效地存在于电缆或系统的其他部分中，信号将更有效地辐射。关注电路板中央高频电子器件的放置和电路板边缘连接器的放置以防止高频信号的外流及其对放置在附近的另一块电路板的耦合是浪费时间。第一块电路板的布线是需仔细考虑的，或者可能被电路板的布局所否定。同样，电路板输出电缆的布线也应该考虑以避免如图11-1所示的电缆耦合问题。因此在系统成型之前的设计初期，电路板的设计者们和结构设计人员必须“冷静”。

11.4.6 PCB和去耦子系统

再一次提出，*请记住噪声信号应该只限于已知的而且是期望的位置。噪声信号不允许传播到系统的其他部分，在那儿信号会更有效地辐射和/或造成功能性方面的问题。*这些噪声信号既可以通过辐射从PCB耦合到PCB，也可以通过诸如互连电缆或底板等传导路径进行耦合。消除这种耦合被称为*对子系统进行去耦*。子系统（PCB等）之间流动的共模电流可以通过铁氧体、共模扼流圈等进行有效抑制，如图11-32所示。适合自动插入的DIP封装就像PCB的其他元器件一样可用。

去耦子系统的另一种方法是在子系统之间的连接导线或连接盘上插入一个滤波器。这个滤波器可以是R-C封装形式、铁氧体珠或者是其混合体。这种去耦方法和使用共模扼流圈之间明显的差异就是滤波器将影响差模（功能性的）信号，因此可能影响到产品的工作性能。滤波必须慎用。

子系统之间的电源分配系统中的高频信号可以通过使用去耦电容器来减小。实际上 832 这些电容器充当了开关信号的局部电荷储存器。

11.4.7 电动机噪声的抑制

在如今的数字系统中，电磁发动机常常被人忽视。小型交流电动机用做冷却风机，而小型直流发动机用于牵引纸张并/或将印刷物的标题移至打印机和电子打字机。步进电机提供了精确的定位，如打印机的压纸轴的转动。这些电动机由于其物理结构的特点，提供了高频噪声源，同时也为无意间在产品的其他部分引入的高频噪声提供了非常明显的寄生路径，在那些部分，噪声可能会更有效地辐射或通过电源线传导。交流电动机和直流电动机共同具有一个重要的物理结构参数：缠绕铁磁芯的线圈匝数。这些线圈放得非常近，以减小线圈之间的气隙磁阻，从而在线圈之间引入了很大的寄生电容。在直流电动机中，功率供给旋转部件转子上的线圈。转子产生的场会抵制或吸引固定部件上的场。通常情况下，定子直接与电动机的机架相连以供散热。这样该电动机机架就和产品的全部金属部件连接在了一起。因此，转子上产生的高频噪声信号通过这些寄生电容耦

合到了产品的大金属机架上，并在其上产生了非常有效的辐射和/或将噪声无意地引入电子系统的其他部分。作者已经测量了小型直流电动机的输入引线（捆在一起）和其机架之间的阻抗。可以发现，100MHz左右有一个最小约为1Ω的阻抗！由此可知，在100MHz左右，噪声电流实际上是“硬连接”到机架上的。对于步进电机，除了其电源作用于定子，而转子由稀土永久磁铁（PM）组成或当它旋转VR时通过路径的可变磁阻的感应而形成以外，其构成是类似的。

电动机本身具有控制转子旋转和定位的电子驱动器。小型直流电机通常由H驱动电子电路来驱动，如第5章中的图5-39a所示。驱动器晶体管的开或关改变着转向。因此，极性快速变化的电流以及由此产生的高频分量从驱动器发送到电机。通常，它们会在连接导线上产生共模电流从而发生非常有效的辐射。因此在驱动线中必须经常使用共模扼流圈以抑制这些噪声，如图5-39b所示。步进电机具有类似的问题。其驱动电路，如第5章中的图5-40所示，产生作用于步进电机相位的数字信号，从而使电动机能以精确而不连续的速度增量旋转。这些信号也具有特高频的谱分量。

最后，直流电动机还具有用以改变线圈绕组的磁通量的整流子。跨接在整流器两端的电刷交替地通断转子与线圈之间的连接器，从而造成在整流子片之间出现一个大电压$L(di/dt)$。这些电压相当大，击穿了空气，在整流器处产生了电弧。这些电弧具有很高的高频分量。为了抑制这种电弧，可以将电阻盘插入整流器的末端，即在整流子片之间插入电阻，从而产生抑制作用，如第5章的图5-38所示。还可以选择RC盘，它也可以类似地与整流器相连，从而得到更加有效的电弧抑制。 833

11.4.8 静电放电（ESD）

静电放电起源于两个绝缘体之间电荷的分离，如果在接触处放置两个开始为中性的绝缘体并相互摩擦，电荷可能从一个绝缘体转移到另一个绝缘体上。当材料被分离开，它们就变为带电的：一个带负电荷而另一个带正电荷。电荷转移的程度取决于许多因素。电荷转移程度的一般概念是由表11-2中给出的*摩擦电序*来决定的。摩擦电序给出了哪种材料容易释放电子而变为带正电荷的材料（它们都在表的顶部或正极性端），以及哪种材料易于接受电子而变为带负电的材料（它们都在表的底端或负极性端）。举个例子，在塑料上摩擦尼龙可以使电子从尼龙的表面转移到塑料的表面。电荷转移发生的程度取决于很多因素，而摩擦电序只是这方面的一个粗略指示。摩擦电序中两种材料的顺序在这种电荷分离中是一个重要因素，但是它并不完全决定电荷分离的程度或类型。其他因素比如表面的光滑度、表面的洁净度、接触面面积、触点压力、摩擦程度和分离速度更为重要。在大多数情况下，电荷转移可能更多地取决于接触而不是摩擦电序。当两种相似的材料进行接触时也可以使电荷分离，比如食品杂货店中将塑料袋打开装入物品。 834

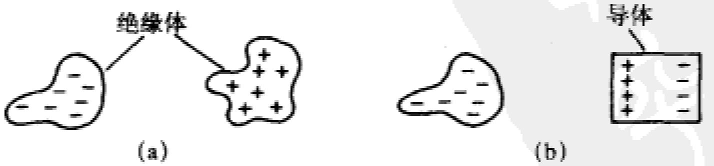
绝缘体碰到导体也会产生电荷分离。然而，带电绝缘体本身不会产生问题，因为绝缘体的表面电阻很大，处于绝缘体上某一区域内的电荷并不能在绝缘体表面重新分布和自由移动。因此绝缘体不会发生静电放电。问题是当带静电的绝缘体接近导体时，导体是电中性的（正、负电荷的数量相等）。当绝缘体靠近导体时，会导致导体表面的电荷分离，与绝缘体性质相反的电荷移动到靠近绝缘体一侧的导体表面上，如图11-54所示。

这个过程被称为感应。如果该导体接触另一个接地的导体，导体另一侧的电荷将以电流的形式转移到另一个导体上。由于导体相互靠近，电荷的分离也会在两者之间产生强电压和强电场，造成它们之间的空气击穿，导致类似于小型极快的闪电的强火花。空气击穿的电场场强大约为3MV/m（3×10^6V/m＝3 000kV/mm）。如果两导体的间隔距离很小，为1mm数量级，那么两导体之间仅有很小的电压差，能引起电弧，如人体手指和接地的计算机键盘。

835

表11-2　摩擦电序

正极性	
1 空气	18 硬橡胶
2 人类皮肤	19 聚酯薄膜
3 石棉	20 环氧玻璃
4 玻璃	21 镍、铜
5 云母	22 黄铜、银
6 人类头发	23 金、铂金
7 尼龙	24 聚苯乙烯泡沫
8 羊毛	25 丙烯酸纤维
9 皮毛	26 聚酯纤维
10 铅	27 明胶
11 丝绸	28 腈纶
12 铝	29 聚亚氨酯泡沫
13 纸	30 聚乙烯
14 棉花	31 聚丙烯
15 木材	32 聚氯乙烯（PVC）
16 钢	33 硅
17 石蜡	34 聚四氟乙烯（塑料）
负极性	



(a) 两绝缘体之间通过接触产生电荷分离；（b）通过感应在导体上产生电荷分离

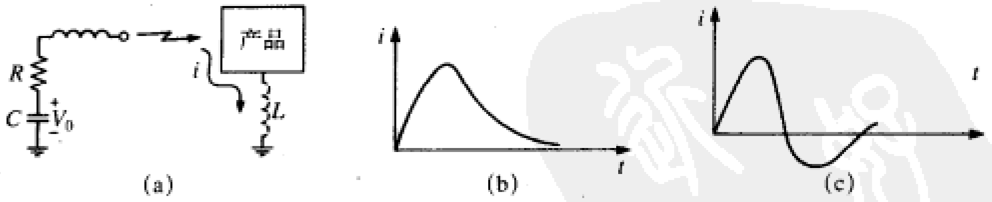
图11-54　通过感应使导体带电的说明

ESD通常是以下过程的结果[12, 23]。首先，通过接触使一个绝缘体上带有电荷。带电绝缘体通过感应在导体上感应出分离的电荷。将这个带电导体移近另一个导体（接地或未接地），就会发生从一个导体到另一个导体放电或电弧。这个现象可以通过我们鞋子经过地毯再接触电脑键盘来举例说明。电子从地毯转移到鞋子上，并且在地毯上留下了带正电荷的足迹，而鞋底上留有负电荷。这就在物体（导体）上（通过感应现象）感

应出了分离的电荷。脚底上感应出的正电荷与附近的鞋底上的负电荷相对应，并且负电荷移向身体的上半部比如手臂。当带负电荷的手指接近键盘，电子将通过键盘电缆的接地线和电源线的绿线导出，而在键盘上只留下了正电荷。当手指接近键盘，手指和键盘之间的电荷分离将产生一个很强的静电场，从手指到产品之间可能激发的弧光放电，类似于闪电的电击，由于强电场使得空气被击穿。这种放电电流可能经过电脑和它的内部电路，最终导致电脑元件的损坏或是使其功能降级。接近速度是决定放电强度的一个重要因素。弧光的形成比放电需要更多的时间。在弧光形成过程中，快速的接近将给出较窄的弧隙长度，最终导致具有更快上升时间及峰值电流的较强放电。注意到人体无法感觉到或看到小于3500V的ESD放电电压是很重要的，这有可能造成电子电路的功能性问题或甚至是元件的损坏。

图11-55给出了ESD中放电电流的典型波形。放电电路由初始电压为V_0的充电电容C和放电体的电阻R来表示。带电体的电感与产品的绿线一样，用电感L表示。这些电感像电阻一样，使得弧光电流波形变为过阻尼或欠阻尼。图11-55a所示的电路是一个有些简化的模型，但是足够用于说明这种基本现象。参考文献[23]中给出了更精细的模型。我们已经讨论了“人体放电”，也就是从人手到产品的放电。当金属椅子在地毯上移动而在椅子上造成了电荷分离时，就会出现其他类型的放电。当椅子接近产品或放置产品的金属桌子时，可能会出现“家具放电”。典型的抗扰度测试试图创造一种和家具放电一样的人体放电[24]。图11-55a中典型的家具放电具有较小的电阻，产生了欠阻尼波形，而典型的人体放电由于高电阻而得到过阻尼波形。典型的上升时间约为200ps~70ns数量级，总的持续时间约为100ns~2μs[23]。电压差为10kV时峰值电流可能达到数十个安培。这举例说明了*弧光放电的频谱可能具有很大的幅度并且可能扩展到GHz的频率范围！*

836



（a）人体放电的简化模型；（b）过阻尼波形（典型的人体放电）；
（c）欠阻尼波形（典型的家具放电）

图11-55 ESD波形

图11-55a所示的$R-L-C$简化电路被认为是一个简单的放电模型。可以观察到在典型的ESD放电中可能有多次放电过程。有趣的是可推测到这种多次ESD放电事件与簇射电弧放电相似，簇射电弧与第5章讨论的机械开关的断开或闭合有关。

这个简单的情况代表了典型的ESD事件。一些缓和效应将使得由一个人产生的精确放电与另一个人产生的不同。举个例子，当人走过地毯时，鞋底和地毯之间的接触电阻产生反向电流，这将减少电荷的分离。高湿度将减小这条路径的接触电阻，因此增加了反向电流。这样在潮湿的环境下聚集的电荷很少，因此ESD将是个小概率事件。当将抗静电喷雾剂喷射在地毯上时，将有助于增加鞋子－地毯路径的电导率，因而更容易减少

人体储存的电荷，这与高湿度的方法是相同的。然而，工程师并不能依赖于这些因素的缓和效应，比如所有产品安装中的湿度，因此，ESD防护必须包含在产品设计之内。

与ESD有关的基本上有两种主要影响：

837

（1）先于ESD电弧的电荷分离产生的强电场；

（2）强弧光放电电流。

由先于ESD电弧的电荷分离产生的强静电场造成的极端电位差会使电子元件的电解质绝缘层所受压力过大而损坏。我们将集中于弧光放电的影响。

强弧光放电电流通过四个二级处理过程造成从功能混乱到元件损坏的问题：

（1）通过电子电路的直接传导；

（2）二级电弧或二次放电；

（3）产品电子电路的容性耦合；

（4）产品电子电路的感性耦合。

通过电子电路的大的ESD放电电流显然可通过热效应造成直接的损坏，或产生使介质击穿的大电位差，进而导致了元件的损坏。暴露在外的产品外壳的金属部分的弧光放电可以导致对内部元件的二次放电。弧光放电电流也产生电场和磁场，该电场和磁场耦合并在PCB上的电路中和产品的电缆中感应出电压和电流。由于元件与弧光邻近，所以这些辐射发射主要是近场现象。在高阻抗电路中高电压导致进入电子仪器的容性耦合。低阻抗电路中的强放电电流导致进入电子仪器的感性耦合。这代表ESD弧光放电能造成功能性问题的两个机理：

（1）传导；

（2）辐射。

传导在电子设备中容易造成故障及损坏。辐射（这里指的是近场辐射）只会造成功能混乱，但是也可能导致损坏。由弧光放电电流产生的电磁波也可能耦合进任何外围电缆中，随后传导进入内部电子电路。因此这两种机理就可能结合在一起：传导紧随辐射。通常，传导指的是通过电子电路的弧光放电电流的直接传导。

如果有可能将电子电路放入一个与其连接的金属盒中，该金属盒没有任何可进入点比如电缆或缝隙，那么弧光放电有可能沿盒子的外部通过绿线接至大地，因此就不会造成对盒子内部元件的干扰或损坏。实际上，绿线连接由于绿线的长度将具有很大的电感，因此，放电电流通过绿线电感时会在其两端产生电压差，所以金属盒的电位相对于大地要高。如果外壳通过绿线连至大地，那么外壳的电压将升高至数千伏。如果没有接地，那么外壳的电压可以升高至源电压，最高约为25kV。然而，如果内部电路被一个与其

838

相连的没有任何开口的金属外壳所包围，那么内部电路也将升高至该电位。由于电路不同部分之间的电位没有不同，那么也就不会出现功能混乱。同样，弧光放电电流并不经过电路，这样就不会造成损坏。

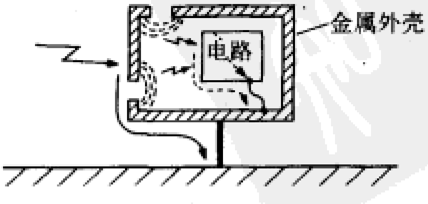


图11-56　多条ESD放电路径的举例说明

实际上外壳具有很多开口或进入点，比如电缆、电源线和通气孔，如图11-56所示。所有的进入点都会使ESD对内部造成影响。这些开口周围的强电场和强磁场可能导致二次放电或

空间场耦合进入内部电路。ESD放电电流可能经过电子电路寻找一条低阻抗路径进入地，导致损坏。即使放电电流不是直接经过电子电路，而是通过容性和/或感性耦合的方式耦合进电路中，进而造成功能性问题。

对键盘和系统其他暴露部分的弧光放电，弧光电流可通过传导进入并流经电子电路，造成元件的故障或损坏。即使放电电流并不是直接流经电路，该现象本质上也是将电路暴露于耦合进该电路的行波之中，可能导致功能混乱。

实质上防止ESD产生的问题有三种方法：

（1）防止ESD的发生；

（2）防止或降低对产品电子电路的耦合（传导或辐射）（硬件抗扰度）；

（3）通过软件在电子电路中产生对ESD的内在抗扰性（软件抗扰度）。

一些或所有这些方法有可能适用于某个系统，而有一些从实现或预期安装环境的花费这个角度来看是不切实际的。 839

电子元件比如ICs放置于粉红色的塑料袋中或将它们的管脚插入塑料泡沫中以便运送。粉红色塑料袋比普通的绝缘材料具有更低的表面电阻率（约为$10^9\Omega/m^2$），这就允许它们快速重新分布电荷。静电荷快速分布于袋子的表面，防止了电荷的集中。绝缘体的表面电阻率大于$10^{14}\Omega/m^2$，不能快速重新分布电荷，导致了电荷的分离，这就是说通过例如感应导致了ESD。

一些产品利用了电荷生成防护技术。例如，打印机不断在橡胶台板上卷拢纸张。这可以使电荷从纸张上脱离，而在橡胶台板上形成静电荷。钢丝刷接触纸张或无源电离器则防止了电荷的形成。在许多其他应用方面，防止电荷形成很少有实际量度，因为工程师在安装期间几乎不能控制，所以设计时必须减轻ESD的影响。

不同的硬件抗扰度技术试图防止或降低四种基本的ESD耦合机理带来的影响：

（1）二次弧光放电；

（2）直接传导；

（3）电场（容性）耦合；

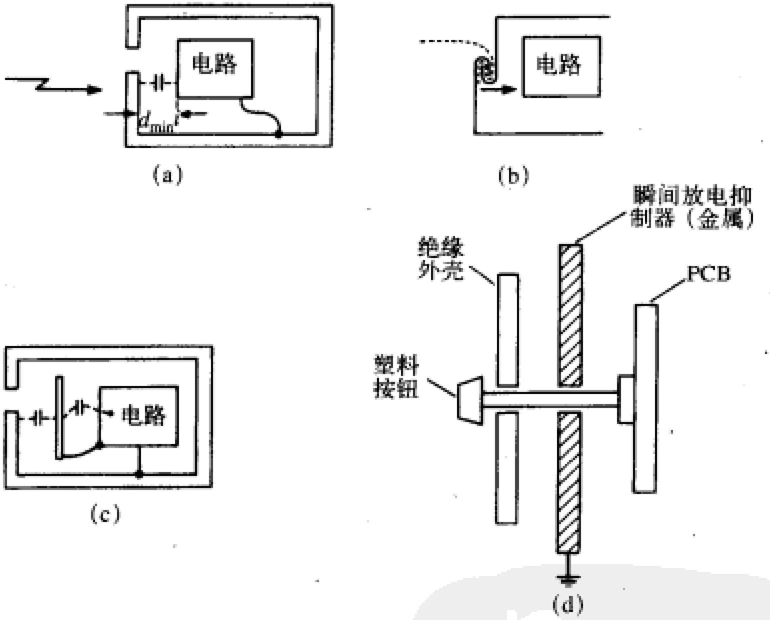
（4）磁场（感性）耦合。

ESD硬件抗扰度设计通常结合了以上所有的考虑事项。

防止二次弧光放电可以通过（1）将外壳暴露在外的金属部分接地和/或（2）将暴露部分附近的电子电路绝缘。*暴露在外的所有金属部分都应该与机壳地相连防止二次弧光放电。内部电子电路应该与机壳未接地的部分相隔1cm，与接地部分相隔1mm以进一步防止二次弧光放电进入电子电路。*这些建议来自于以下考虑。假设外壳的金属部分如识别标记或标示牌是隔离的。如果操作人员接触了这个部分，那么导致的电荷转移将升高其电位，在该部分和邻近电子电路之间产生了一个强电场。如果电子电路与该部分足够靠近，那么中间的气体可能被击穿，导致*二次弧光放电*进入电子电路。这种类型的二次放电可以比人体上的弧光放电产生更大的弧光放电电流，因为该金属部分的电阻比人体的电阻要小得多。空气的击穿电场强度约为30kV/cm，而人体最多可以被充电至25kV。未接地部分其电位可以升至带电体的电位。因此暴露的金属部分和邻近电子电路之间的最大电压约为25kV。为了防止这些部分和邻近电子电路之间的空气被击穿以及二次放电，电子设备的间距应为$d_{min}=25kV/(30kV/cm)\cong 1cm$，如图11-57a所示。如果金属部分 840

接地，由于ESD放电电流的经过，绿色接地线电感两端的电压可能升至约1500V。因此最小间距应为$d_{min}=1500V/(30kV/cm)\cong 1cm$。这些间距以绝缘媒质为基础来预测。其他绝缘媒质（比如聚酯树脂）具有高得多的击穿电压，并且因此可能降低了最小间距。防止二次弧光放电的另一种方法就是加长放电路径，如11-57b所示的搭接。另一种技术仍然采用了与电路地相连的二次屏蔽以分解该部分和邻近电子电路之间的电容，如图11-57c所示。塑料部分如按钮可以聚积电荷。将金属接地屏蔽层放在后面以安全地将放电电流传导至远离敏感设备可减小这些部分二次弧光放电的影响，如图11-57d所示。这经常被称作为瞬间放电抑制器[12]。

841



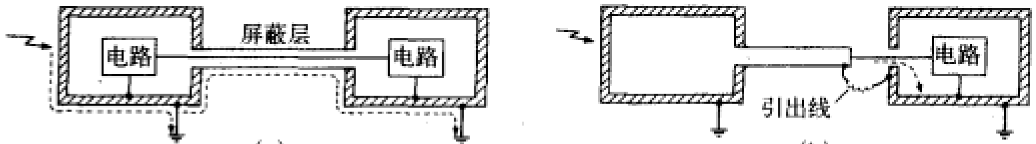
（a）通过隔离达到电路绝缘；（b）加长放电路径；（c）利用二次屏蔽；（d）瞬间放电抑制器

图11-57 减小二次电弧放电的方法

ESD硬件抗扰度设计的第一个优越性就是防止了ESD放电电流通过直接传导而流经敏感电路。实质上有两种方法可以到达这个目的。第一种方法是阻塞电路的放电通路。前面讨论过的将电路绝缘就是堵塞该路径的办法之一。第二种方法就是将电子电路周围的弧光放电电流转移而防止它们流经电路。如果产品外壳是金属的，那么外壳可用于转移放电电流至地，如图11-56所描述的那样。任何开孔（比如缝隙和电缆）都有可能产生至内部电路的弧光放电电流通路。适当处理金属外壳上的开孔对于很好的利用金属外壳来说是很关键的。实际上这与防止进入屏蔽区域的电磁场泄漏到屏蔽层的外面是一样的，如第10章所述。屏蔽层上作为通气孔等的开孔应该由许多小孔来代替。通过孔洞耦合的程度更依赖于最大尺寸而不是孔的面积。因此长而窄的缝隙，如面板和门上的缝隙应该用螺钉或金属填料分隔成许多较短的缝隙。像流经外壳表面的电流一样由ESD事件产生的电磁场在孔缝周围是最强的。因此无论孔缝是否经过适当的处理，敏感电路都不应该与任何孔缝邻近。实际上第10章中所讨论的防止屏蔽效能降低的技术都应该用于防

止ESD耦合进外壳内部，而且都是有效的。一旦这些开孔得到了适当的处理，那么其他的接入点就只有通过电缆了。

一旦开孔得到了适当的处理，电缆就是将ESD事件的影响带入并影响内部电路的主要机理。外部辅助电缆（包括电源线）通常都很长，并且作为有效天线接收ESD事件产生的场并耦合进外壳内部，因此而进入了电子电路。在ESD测试中移去所有的电缆（除了电源线）通常可以确定这些电缆是不是主要的入口。屏蔽所有的外部辅助电缆可能是也可能不是一个有效的防止ESD事件进入内部电子电路的措施。如果电缆屏蔽层与外壳360°相连，如图11-58a所示，那么就形成了金属外壳的扩展，因此是有效的。如果屏蔽层在引出线处中断，如图11-58b所示，那么经过引出线上的电感（约为15nH/in）的ESD放电电流就会在屏蔽层和其他外壳之间产生一个很大的电位差。这将耦合进内部导线，接着进入内部电路。



（a）沿周边接的屏蔽层；（b）由于引出线造成的屏蔽降级

图11-58　利用屏蔽电缆消除ESD耦合

采用360°连接的屏蔽电缆从成本立场上来看通常是不切实际的。尤其是对于塑料外壳。防止信号进入电路有两种基本方法：（1）阻塞；（2）转移这些信号。

阻塞这些信号可以通过在通路上放置阻抗来实现。ESD事件容易在辅助电缆上产生共模电流和差模电流。为了阻塞共模感应电流，我们可以利用共模扼流圈、光耦合器，或将阻抗与电缆的每条导线串联，包括接地线。在这三种方法中，最简单的并且通常最有效的就是如图11-59所示的共模扼流圈。共模扼流圈有助于防止共模电流进入产品中，同样可以防止电流由这些电缆流出设备。因此，共模扼流圈具有双重作用：它们有助于防止辐射发射问题以及由共模电流产生的ESD问题。在这点上，重要的是要记住电缆的所有导线（包括接地线和屏蔽层引出线）都必须缠有共模扼流圈，如第5章所讨论的。用电缆屏蔽层的连接旁路共模扼流圈，可以有效地抵制扼流圈的作用。共模扼流圈可以有DIP形式，这使得共模扼流圈很容易在PCB的电缆入口处安装。

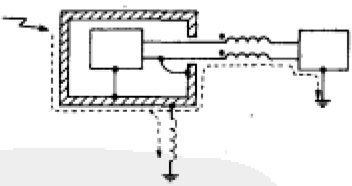
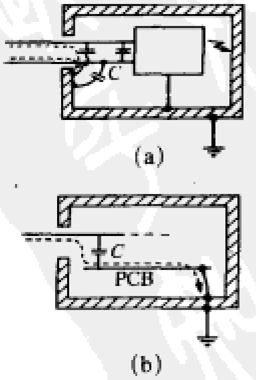


图11-59　利用共模扼流圈防止电缆上子系统之间共模ESD信号的耦合

842



（a）正确的电容放置位置；
（b）电容非局部接地的影响，使放电电流经过PCB的地

图11-60　使用电容转移ESD放电电流

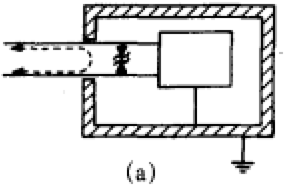
843

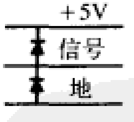
防止ESD感应电流通过辅助电缆进入机壳的另一种法就是将信号转移。这种方法严格地取决于布置的几何图。例如，在信号线和接地线之间放置一个电容有助于将感应电流转移到外壳，如图11-60a所示。电容对电缆上信号电流的影响也必须考虑。如果ESD电流的频谱高于信号电流，那么加电容的方法将是有效的。线到线和线到地电容可分别用于转移差模和共模ESD电流，如在电源滤波器中。在一些情况下多元件滤波器比如T型或π型结构可能是必要的。再一次，布置几何图是关键的。如果外壳的接地连接距离该入口有一段距离，那么电流可能会发现另一条阻抗更低并且是不期望的通路。这就是将所有的电缆连接头放置在PCB上一侧边缘的另一个重要原因。它可以防止不期望的阻抗更低的通路的形成，如图11-60b所示。

由于使用了其他转移元件比如电容，并联阻抗决定了它们的有效性。在低输入阻抗设备两端放置电容，由于电流分流而可能是无效的，如前面所讨论的。对于低阻抗输入，通过串联阻抗来阻塞信号的方法将更为有效。在这种情况下，铁氧体磁珠将有助于减小有用信号的衰减，同时阻塞了ESD信号的高频成分。另一方面，电容将用以有效地从高输入阻抗设备中转移电流。

844

转移电流的另一种方法就是利用钳位设备比如齐纳二极管，通常称为瞬态抑制器，如图11-61a所示。当输入电压超过了任一设备的门限电压，它将被击穿。这些瞬态抑制器其激活时间与它们的载流量成反比，强电流设备具有较慢的响应时间。通常情况下都利用弱电流、快速响应设备和强电流、慢响应设备的并联组合。如图11-61b所示，二极管可用以确保元件的输入电压保持在安全电平内。如果信号线电压超过+5V，上面的二极管打开。相反地，如果信号电压变为负电压，那么下面那个二极管将打开。





(a) 齐纳二极管；(b) 电路输入端的背对背二极管用于防止过电压

图11-61　利用二极管使ESD感应电压保持在安全电平内

电容器和瞬态抑制器的引线寄生电感也决定了能否成功地转移ESD信号。重要的是要记住ESD信号频谱可扩展到GHz范围，因此少量的引线电感可以阻塞这些设备可能提供的低阻抗通路。

前面的讨论集中于具有孔缝得到适当处理的金属外壳的产品上。将产品放在塑料外壳中可以利用这些技术防止辅助电缆上ESD信号的进入，但需要更多的注意力。在这种情况下我们不具有大的金属路径的优点。它的优点是在产品的下面有一块大的金属板，用于转移ESD电流以及提供旁通电容。金属板必须与所有金属部分相连，包括绿色接地线，这也是很重要的。

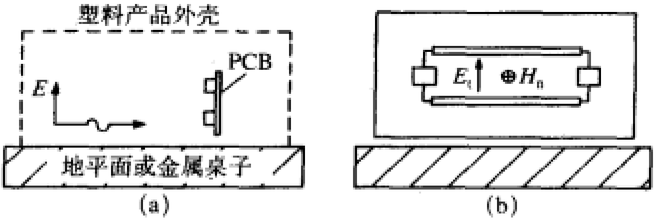
同样很重要的是：(1) 所有辅助电缆连接头的地线应该与连接头进入PCB处的接地平面相连；(2) 所有PCB都要与这个接地平面并联且靠近。第一个原则很重要，因为我们希望避免在电缆导线和接地面之间产生大的电压差，如图11-62所示。第二个原则

845

的原因有些巧妙但是有效。设想ESD电磁波传播经过产品放置的桌子，如图11-63a所示。如果桌子为金属的，桌子表面周围电磁波的电场必须垂直于桌子表面以为了满足理想导体表面的切向电场的边界条件。将产品里的PCB放在如图11-63b所示的垂直方向，意味着入射电场在PCB上任何电路环路的平面内（与传输线轴相切）。ESD电磁波的磁场将可能与PCB上电路环路的平面相垂直。在第8章中我们给出了当电场与传输线轴相切和/或磁场垂直于环路平面时，传输线能够最有效地接受入射场。这就是PCB垂直放置于产品底部时的精确现象。PCB更好的放置位置是水平放置靠近产品的底部和接地面。对于这种放置，电场将垂直于环路面，而磁场与环路面平行。因此，从理论上来说，ESD电磁波将不能耦合进PCB上的电路中，因为接地平面将迫使电力线垂直于接地平面（至少靠近接地平面）。将PCB与接地平面靠的非常近将确保在电路附近电力线相对于垂直方向的偏移最小。这也增加了对接地面的旁路电容。相同的道理对于磁场也是正确的，它将趋向于与接地平面平行（靠近接地平面）。



图11-62 辅助电缆接入产品处局部接地的重要性



（a）举例说明问题，（b）为了使对ESD场的敏感度最大，ESD场相对于电路环路的方向

图11-63 PCB的位置对ESD场敏感度的影响说明

金属外壳中PCB的合理布线，与在非金属外壳中一样，有助于防止电场（容性）和磁场（感性）从产品内部的ESD感应场耦合进那些电路。由于在使PCB的辐射发射最小的过程中，环路面积应始终保持很小以减少感应场的耦合。出于同样的原因导线长度也应该最小。PCB上的接地网也有帮助。这些技术和用于最小接收入射场及导体上电流的辐射发射的技术非常类似，如第8章所讨论的。以“接地线－信号线－接地线－……”或“接地线－信号线－信号线－接地线－……”形式的布局提供接近信号线的相邻回路，这有助于使环路面积最小和对有关场的接收最小。 846

软件应该设计成不断地验证故障探测和所采取的恢复动作。无限的等待状态不应该被使用，否则一个ESD事件可以使产品“锁定”。软件应该包括“监控狗”，定期地检查程序流程是否正确。如果一个ESD事件干扰了程序流程，那么在任何损坏发生之前可以开始一个恢复程序。

校验位、校验和以及错误校正码的使用可以防止ESD错误数据的重新记录。它们不能恢复数据，但是如果频繁地进行较正检验，那么大量的存储数据将不再需要转发。

尽管软件抗扰度技术没有合适的分类，所有未用的模块输入端应该与地线或+5V线相连以防止由一个ESD事件引起的错误触发。同样，边缘触发输入端对由一个ESD事

件产生的“尖峰信号”非常敏感。因此所有的输入端应该被锁定以及选通滤波。这将降低一个ESD事件与数据锁存以及作为有效数据被错误地重新编码同时发生的可能性。

11.5 诊断工具

正如我们多次提到的，*产品成本以及产品的研发进度*是生产具有市场竞争力的产品的两个重要方面。一旦一个产品样本被开发出来，就应当接受初步的EMC测试以确定最终的产品在辐射和传导发射方面，以及对辐射和传导发射的敏感度方面和对ESD的敏感度方面是否符合政府强制的规定。在此，关键是*要快速而正确地诊断出问题的所在，以便能够采取低成本的有效措施解决该问题*。因此找到一套有效的诊断工具和实施计划是将产品成本和开发进度控制在可接受的范围之内的关键。例如，假设通过初步测试确定了是系统时钟的5次谐波导致产品超出了辐射发射限值。确定无用信号为某时钟的5次谐波是很容易的，如今的精密频谱分析仪能够将发射频率精确到令人无法相信的小数点后的位数。真正要解决的问题是发射来自哪里，例如是来自专用系统电缆，还是来自PCB上特殊的连接盘。最快但代价最高且可能无法实现的“修正措施”就是将产品置于一连续的金属屏蔽层内，记住增加到产品中的任何“修正措施”都将不会提高产品的功能，但都会增加其成本，这是客户所不愿意承担的。因此，更好的就是确定辐射来源于哪里以及它的类型，也就是差模电流或共模电流。利用旁路电容阻止不希望的差模电流进入电缆或利用电缆周围的铁氧体螺线管阻断不希望的共模电流，都是既简单成本又低的“修改措施”。但是辐射发射的精确源要首先被确定下来。

847

从这一点来讲，我们必须要有有效的诊断工具。通过无止境地测试而希望问题能够“消失”将严重影响产品的开发进程。EMC工程师们常用的典型诊断工具有：

(1) 小电场探头；

(2) 小磁场探头；

(3) 与频谱分析仪相连的高阻抗，高频FET探头；

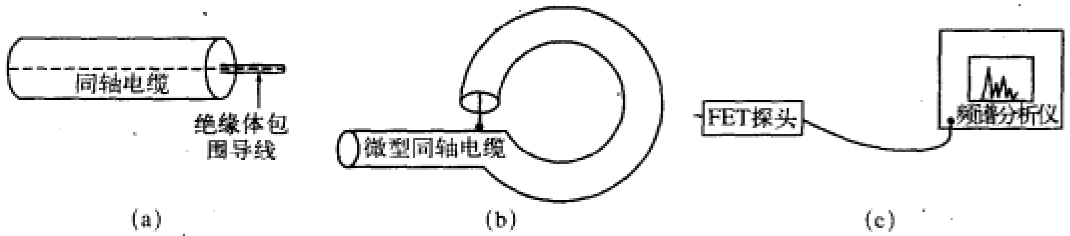
(4) 近场PCB扫描仪；

(5) 高频电流探头；

(6) “探测部件”。

前五种设备都是“近场”测量仪。在发射的近场中，电场和磁场不相互耦合。因此场可能主要为电场或主要为磁场。市场上也有这样的设备，当把一个PCB放于其表面上时，在该表面下方会存在大量微型偶极子天线去测量场，并通过电脑屏幕显示。测得的场密度的不同值在屏幕上用不同的颜色来表示。指出*确定产品是否通过规定的测试、不是近场而是由测量天线测得的一定距离之外的场*是很重要的。因此，近场值不容易与规定场相关。这里，我们的目的在于确定近场的*相对值*以确定不希望的远场源于何处。图11-64a所示为如何构造一个电场探头。将同轴电缆（RG58）的整个屏蔽层移动1in，暴露出有绝缘体包围的内导体。要保持包围内导体的绝缘体完好从而防止板上的某些元件会不经意间短路。电场探头是一种简单的电偶极子天线，对磁场不敏感。磁场探头如图11-64b所示，将微型同轴电缆制成环状，便形成了磁场探头。将内导体与外部屏蔽层相连即形成了磁偶极子天线。保留全部的屏蔽层旨在防止电场被接收。与频谱分析仪相连的高阻抗，高频率FET探头如图11-64c所示，它是一种用于确定ASICs的某个管脚或微

处理器是否正在传输"不支持传输"的信号的有效工具。在前面引用过这方面的例子，即一处理器的复位管脚与时钟管脚非常接近，因此时钟信号可以不经意地耦合到复位线上（这就毫无预料地在PCB上提供了一条长距离的线路，因为它被认为是一种低优先级的信号）。再次，我们的目的不是为了测量"精确的电压值"而是为了设法简单地确定是否有不希望的信号存在在该管脚上。



（a）电场探头；（b）磁场探头；（c）FET（场效应管）探头，
与频谱分析仪相连以确定模块管脚上存在的信号

图11-64 诊断工具

最终，成功的EMC诊断工作将成为一种智能型的"探测工作"。我们可以尝试分别断开电缆，看看不希望的发射是否会消失。一旦将范围缩小到了一根可疑电缆，就能够将高频电流探头夹在电缆上以确定电缆上的共模电流是否为产生问题的原因。切记，在大约1m长的电缆上如果流有大约5μA的电流，会导致发射不符合FCC的B（CISPR22的B级）级限值。因此，通过给产品组工程师一个电流探头和一个频谱分析仪并告知他们在研发实验室将产品所有电缆中的共模电流降低到5μA以下，就可以节约在半电波暗室内进行试验的大量昂贵且必需的测试时间。一旦做到了这一点，他们便能预约半电波暗室的时间继续进行测试。否则，产品组可能会占用暗室很长时间，无止境地试验再试验——这是一项很浪费时间的工作，尤其是在不明确故障源的情况下。 [848] [849]

从传导发射测试的观点来看，第6章6.2.4节中描述的共模和差模设备是经过仔细考虑后构造的，它将传导发射分成共模或差模分量，这是为了有效地确定由于电源滤波器的哪个元件发生了变化而导致传导发射的主要分量有所降低。

真正问题的诊断可能是一项比较复杂的工作。因此，制定一套用于问题诊断的计划且对整改及相关结论做好记录是很重要的。在做这一工作期间，很容易变得失落并忘记以前做了些什么，该记录将起到一个简单映像的作用，告诉我们已经做过了什么，并给问题提供些线索。

EMC问题诊断中优势效应的概念

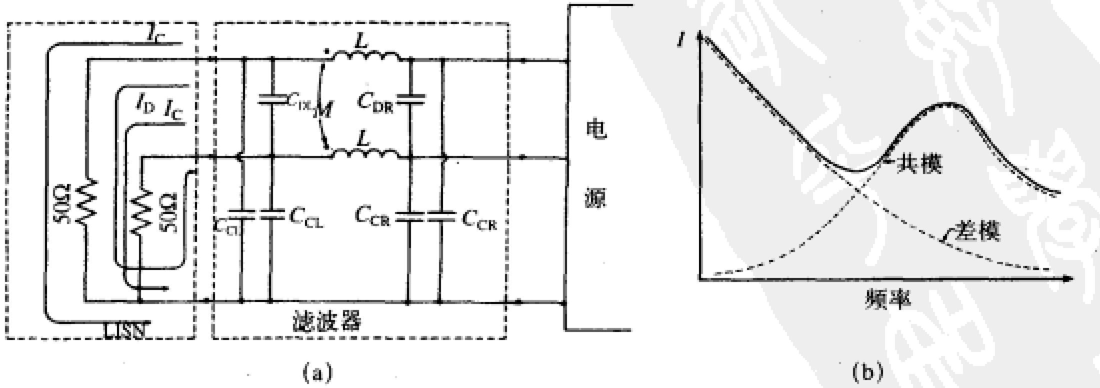
EMC的规则常常被指控为"黑色魔术"，其中为降低潜在干扰源的影响而采取的方式都是无效的。这通常是由于我们不理解优势效应的概念，而非源于测试方法的无效。假设在某一频率f上，测得的辐射发射或传导发射是两个干扰量的总和：

$$E = E_1 + E_2 \tag{11.33}$$

假定$E_1 >> E_2$，则总的结果取决于E_1，$E \cong E_1$。如果我们试图采用的一种抑制方法仅仅是降低E_2，那么总结果将不会降低。在此我们可以加入些"文字游戏"。我们可能会想

“我们尝试了许多方法，指望着总体结果会变好或变坏；但至少应该有所改变。”当我们尝试该抑制措施并观察到总结果没有改变时，理智告诉我们“这是没道理的。”但是，如果我们明白了基本过程，就会认为这是完全有道理的；我们没有改变其优势效应，因此不应该期望会看到总体的变化。一旦我们明白了这个基本过程，如总结果是由两种因素导致的，那么便会清楚地明白为什么单一一种因素可能不会使总结果降低。我们没有降低优势效应，因此我们应集中精力确定哪种因素是主要的，并集中力量降低它的影响。贯穿整本教材，有许多这方面的例子。现在我们将集中介绍3种这样的情况：传导发射，850 辐射发射，串扰。

在通过产品的电源线进行的传导发射符合性试验中，我们将产品的插头插入LISN，而LISN与市电系统相连，如图11-65a所示。LISN为相线和地线之间以及中线和地线之间提供了50Ω的负载（频谱分析仪的输入阻抗或一个虚拟负载）。通过电源线的噪声电流有两个分量。差模噪声电流流经相线，然后沿中线返回产品。共模噪声电流流经相线和中线，然后通过地线返回产品。电源滤波器是防止这些噪声电流到达LISN并被测量的关键。滤波器具有影响差模或共模电流的元件。相线和中线之间的线－线电容旁路了差模噪声电流。相线和地线之间以及中线和地线之间的线－地电容旁路了共模噪声电流。第6章也指出，一个不太好或非理想的共模扼流圈的漏磁通能够无意间在相线和中线上形成电感，851 这也会阻隔差模电流。如图11-65b所示为将这些电流分解为差模和共模分量的典型方式。在整个低频段，差模电流占主导地位，因此它决定了总的发射。在该频段上，我们将通过调整线－线电容来降低总发射。如果我们仅调整线－地电容，将不可能看到总下降量，而只有共模分量被降低了。所以，如果我们仅调整线－地电容或共模扼流圈，我们将看不到任何效果并怀疑“黑色魔术”是否起作用。类似的，在高频段，共模电流发射占主导地位。因此，在该频段上，为了实现总发射的降低，除了调整线－地电容值和/或共模扼流圈，我们别无选择。我们还有另一种很有效的可选择的方法，即在地线上插入电感，以阻断共模电流的回路。一旦我们从优势效应的观点出发理解了这一情况，解决方852 案也就清楚了；而无需再进行随意地调整。



(a) 电源滤波器；(b) 为了降低总的传导发射确定需要改变滤波器的哪个元件

图11-65 传导发射中的优势效应概念的举例说明

图11-66表示了优势效应的概念是如何用来诊断辐射发射问题的。电缆上的总电流

由差模噪声电流和共模电流组成，其中，差模噪声电流从一导线流出，经另一导线返回，共模电流从两导线流出，以位移电流的形式返回。在辐射发射问题中，总辐射电场将主要由其中一种电流产生。如果辐射发射主要由差模电流引起，如图11-67a所示，那么除了如图11-68a所示的那样，在两导线之间用一个电容来转移这些电流外，我们别无选择。如果辐射发射主要由共模电流引起，如图11-67b所示，那么除了如图11-68b所示那样，在两导线上插入共模扼流圈以阻断该电流外，我们别无选择。如果共模电流发射占主导地位，如图11-67b所示，那么在两导线之间放置一个旁路电容将不会使总辐射降低，降低的将会是不占主导地位的辐射分量。 853

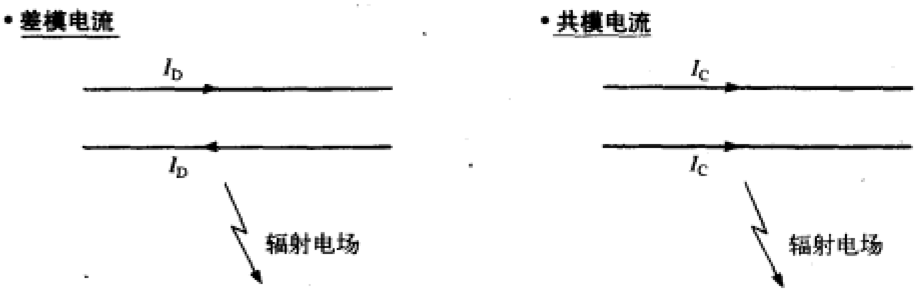


图11-66 由差模电流和共模电流的组合而导致的辐射发射的举例说明

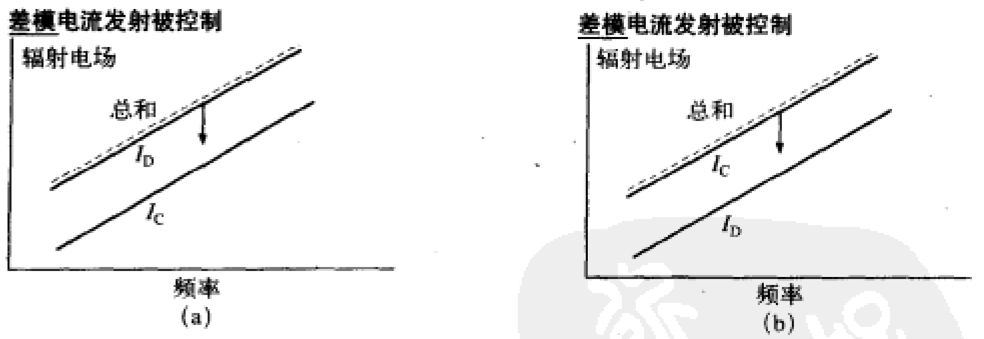


图11-67 为了降低总的辐射发射，必须降低主要分量



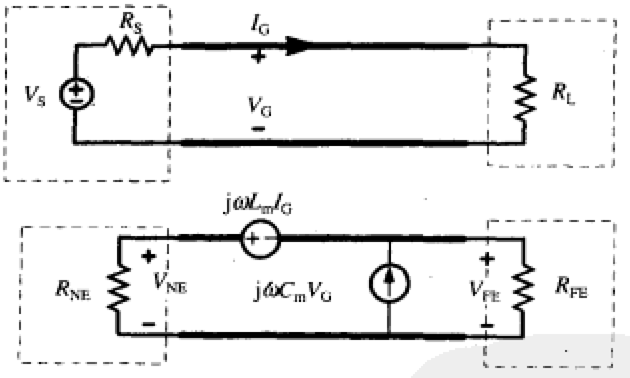
(a) 旁路电容能够使差模电流不流经电缆；(b) 共模扼流圈能够使得共模电流不流经电缆

图11-68 影响不同分量的不同方法

最后，我们讨论如何减小串扰。在第9章中，我们已经知道在某些频率上传输线是电短传输线，两传输线之间的串扰由两线之间的互电感引起的所谓的电感耦合和互电容

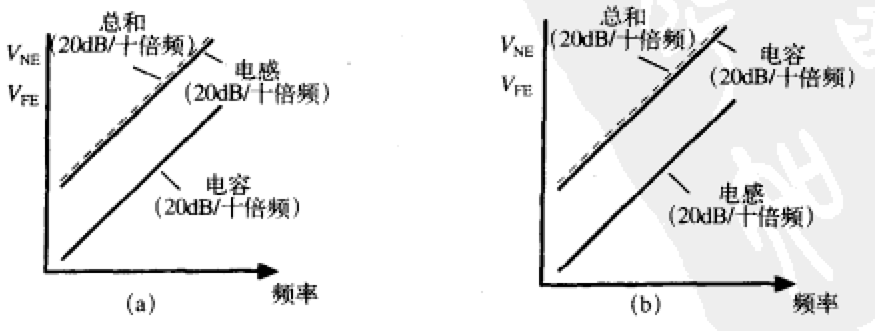
引起的所谓的电容耦合的干扰总和组成。图11-69对此作了举例说明。如果传输线的负载阻抗小于它的特性阻抗（低阻抗），那么电容耦合成分与电感耦合成分相比占主导地位。如果传输线的负载阻抗高于它的特性阻抗（高阻抗），那么容性分量与感性分量相比占主导地位。这在图11-70中作了举例说明。为了降低导线型电缆的总串扰，我们有两种选择：将发生器和接收机的导线或者用屏蔽线或者用双绞线对来代替，如图11-71所示。如果导线至少有一端"接地"，那么加屏蔽层本质上将消除电容耦合，但这不会消除电感耦合。为了使屏蔽层消除电感耦合，该屏蔽线必须两端接地。类似的，将一对导线扭绞到一起本质上会消除电感耦合，但不能影响电容耦合。为了使得双绞线对能消除电容耦合，它必须具有平衡负载。所以，这是另一个有"神秘"作用的例子。一个电源工程师试图通过对导线加屏蔽并使屏蔽线一端"接地"以减小地环路从而降低串扰，但发现总的串扰并没有降低。现在原因已经很明确了：工程师设计的电路和负载都是低阻抗的，因此电感耦合是主要的。一端接地的屏蔽线的加入实际上确实带来了一些影响：它消除了电容耦合。然而，由于电感耦合是主要的，所以总的串扰没有降低。这就是为什么双绞线作为电源电路的典型应用的原因。

854 ~ 855



$$V_{NE,FE} \approx \cdots \underbrace{L_m I_G}_{\text{电感耦合}} + \underbrace{C_m V_G}_{\text{电容耦合}}$$

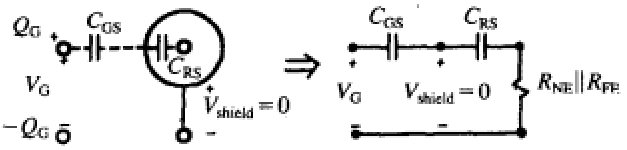
图11-69 串扰问题中存在的两种分量：由磁场产生的电感耦合和由电场产生的电容耦合



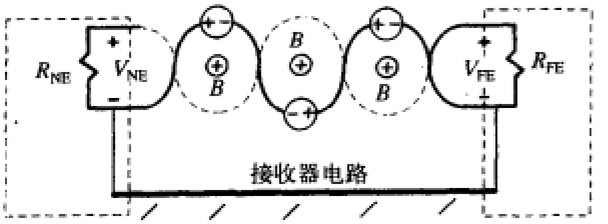
(a) 在低阻抗电路中，电感耦合占主导地位；（b）在高阻抗电路中，电容耦合和电感耦合占主导地位

图11-70 取决于电路终端阻抗的主要串扰分量

在进行EMC诊断的过程中，牢记优势效应的概念是很重要的，这样即使遇到挫折也不会阻止有效地解决问题。有时，EMC看起来会比较“神秘”，其实它也是有逻辑和科学原理的。



屏蔽线消除电容耦合



双绞线消除电感耦合

图11-71　采用一端“接地”的屏蔽线消除容性串扰，采用双绞线消除感性串扰

习题

为了设计出符合电磁兼容性的电子产品，本章将前面章节的思想和技巧集中到了一起。为了评估学习材料的好坏，我们在本章最后给出了几个非建议性的问题。作者认为，当我们把新的知识传授给其他人时，我们能通过对新知识的理解获得更多。因此，本章的问题如下。你被一家设计和制造成本相对较低的数字设备生产公司雇佣，并成为该公司EMC部门的一员。该公司已经历过许多这样的情况，即由于忽视了EMC的设计原理，而导致进度的严重延迟和成本的超支。公司经理已下令这种情况必须结束。你的经理给你分派任务，让你组织和开展一次有关EMC设计的研讨会，为公司的产品设计工程师提供学习机会。 856

研讨会将为工程师们阐明如何从EMC的观点考虑他们的设计。为了将该研讨会限制在合理的时间范围内，要求研讨会时间不超出一个小时。

（1）首先，你需要将学习目的列一个表，列出你想要通过研讨会而达到的目的。这些应以下述方式表达：“研讨会的最后，参加者将能够……”

（2）然后，你需要为研讨会起草详细的大纲。不能抄袭本书的大纲或本章的大纲，以自己现在的观点为基础制定大纲是很重要的，在EMC设计中要优先考虑。

（3）针对大纲中每一重要的分部分创建幻灯片或幻灯片（PPT）图表。幻灯片必须不能带有太多细节，太“复杂”，以使得奉行者能够仔细倾听你的讨论。讨论要集中针对你认为对EMC设计来讲很关键的内容。 857

参考文献

1. C. R. Paul and S. A. Nasar, *Introduction to Electromagnetic Fields*, 2nd edn., McGraw-Hill, New York, 1987.
2. F. W. Grover, *Inductance Calculations*, Dover, New York, 1946.
3. A. E. Ruehli, Inductance calculations in a complex integrated circuit environment, *IBM J. Research Devel.* **16**, 470 – 481 (1972).
4. C. Hoer and C. Love, Exact inductance equations for rectangular conductors with applications to more complicated geometries, *J. Research Natl. Bur. Stand. — C. Eng. Instrum.* **69C**, 127 – 137 (1965).
5. C. R. Paul, Modeling electromagnetic interference properties of printed circuit boards, *IBM J. Research Devel.* **33**, 33 – 50 (1989).
6. D. D. Ling and A. E. Ruehli, Inductance, Section 11.1.4 in *Circuit Analysis, Simulation and Design*, A. E. Ruehli, ed., Elsevier-North Holland, New York, 1987.
7. P. K. Wolff and A. E. Ruehli, Inductance computations for complex three dimensional geometries, *Int. Conf. Circuits and Systems*, Chicago, IL, 1981, pp. 16 – 19.
8. A. E. Ruehli, Recent progress in circuit oriented techniques for EMC, *Proc. Int. Symp. Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility*, 1995.
9. G. Antonini, A. Orlandi, and C. R. Paul, Internal impedance of conductors of rectangular cross section, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **MTT-47**(7), 979 – 985 (July 1999).
10. H. W. Ott, Ground — a path for current to flow, *Proc. 1979 IEEE Int. Symp. Electromagnetic Compatibility*, San Diego, CA, Oct. 1979.
11. D. R. Bush, A simple way of evaluating the shielding effectiveness of small enclosures, *8th Int. Symp. and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility*, Zurich, Switzerland, March 1989.
12. H. W. Ott, *Noise Reduction Techniques in Electronic Systems*, 2nd edn., Wiley Interscience, New York, 1988.
13. R. Morrison, *Grounding and Shielding Techniques in Instrumentation*, Wiley, New York, 1967.
14. C. R. Paul, *Electromagnetics for Engineers: With Applications to Digital Systems and Electromagnetic Compatibility*, Wiley, Hoboken, NJ, 2004.
15. C. R. Paul, *Fundamentals of Electric Circuit Analysis*, Wiley, New York, 2001.
16. R. F. German, H. W. Ott, and C. R. Paul, Effect of an image plane on printed circuit board radiation, *Proc. 1990 IEEE Int. Symp. Electromagnetic Compatibility*, Washington, DC, Aug. 1990.
17. R. F. German, Use of a ground grid to reduce printed circuit board radiation, *Proc. 1985 Int. Symp. Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility*, Zurich, Switzerland, March 1985.
18. T. S. Smith and C. R. Paul, Effect of grid spacing on the inductance of ground grids, *Proc. 1991 IEEE Int. Symp. Electromagnetic Compatibility*, Cherry Hill, NJ, Aug. 1991.
19. C. R Paul, Effectiveness of multiple decoupling capacitors, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **EMC-34**(2), 130 – 133 (May 1992).
20. J. C. Englebrecht and K. Hermes, *A Study of Decoupling Capacitors for EMI Reduction*, Technical Report, International Business Machines, TR-51.0152, May 1984.
21. D. C. Smith and E. Nakauchi, ESD immunity in system designs, system field experiences and effects of PWB layout, *Proc. 2000 EOS/ESD Symp.*
22. H. W. Ott, Partitioning and layout of a mixed-signal PCB, *Printed Circuit Board Design*, 8 – 11 (June 2001).
23. W. Boxleitner, *Electrostatic Discharge and Electronic Equipment*, IEEE Press, New York, 1989.
24. R. J. Calcavecchio and D. J. Pratt, A standard test to determine the susceptibility of a machine to electrostatic discharge, *IEEE Int. Symp. Electromagnetic Compatibility*, San Diego, CA, Sept. 1986.
25. C. R. Paul, The concept of dominant effect in EMC, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **34**(3), 363 – 367 (Aug. 1992).

附录A　相量求解法

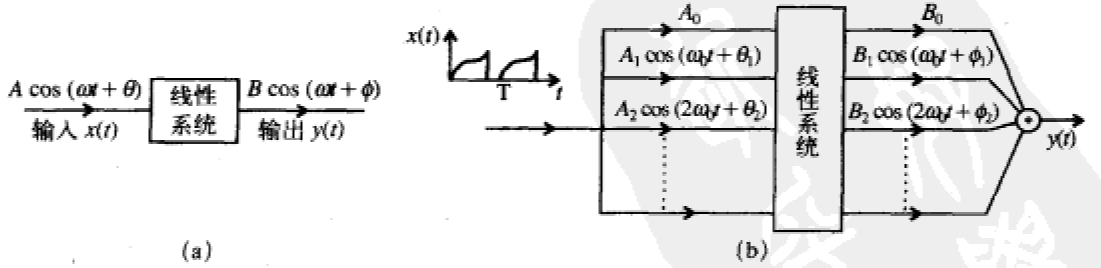
本附录是介绍求解在单频正弦激励下达到稳态的电路和其他线性系统的一种重要的相量求解法。这种求解法将在本书中广泛使用。参考文献[1]或者其他任何标准的电路分析教材可以更多地全面了解这种方法。

A.1　求微分方程的正弦稳态解

重要的一般性问题是如图A-1a所示的单输入单输出线性系统。注意到这种重要的方法应用到很大一类的物理系统（电的、机械的、化学的等）是很重要的。输入$x(t)$是用余弦函数表示的任意正弦波，描述为$A\cos(\omega t+\theta)$。对应该输入激励的输出或响应$y(t)$也是与输入同频率的正弦函数$B\cos(\omega t+\phi)$，但其具有不同的幅度B和相位角ϕ。波形的角频率ω(rad/s)和线频率f（Hz或者1/s）的关系为$\omega=2\pi f$。输入$x(t)$和输出$y(t)$用微分方程联系起来。对于诸如电路的集总参数系统，微分方程是常微分方程，而对诸如电磁场问题、热流或液体流的分布参数系统，微分方程是偏微分方程。为了举例说明该方法，我们将使用下面的例子：

$$\frac{d^2y(t)}{dt^2}+a\frac{dy(t)}{dt}+by(t)=x(t)=A\cos(\omega t+\theta) \tag{A.1}$$

该微分方程的一般解法为$x(t)=0$时的通解或暂态解和$x(t)\neq0$时的特解或稳态解之和。我们仅仅对稳态解感兴趣。因此，现在的任务是求解一个满足式（A.1）的解$y(t)$。



（a）包含求解对单频正弦输入（源）响应的线性电路的相量分析；（b）任何其他输入波形能通过傅里叶级数分解成单频分量的和，利用叠加和相量分析法间接地求解作为对单个单频分量的响应之和的输出

图　A-1

相量求解法的关键是欧拉等式：

$$e^{j\theta}=\cos(\theta)+j\sin(\theta) \tag{A.2}$$

其中$j=\sqrt{-1}$。为了获得式（A.1）的解，我们求解一个不同的但简单得多的问题：

$$\frac{d^2\hat{Y}(t)}{dt^2}+a\frac{d\hat{Y}(t)}{dt}+b\hat{Y}(t)=\underbrace{A\angle\theta}_{\hat{A}}\ e^{j\omega t}=A\cos(\omega t+\theta)+jA\sin(\omega t+\theta) \tag{A.3}$$

我们用符号^ ($\hat{A}=A\angle\theta$) 来表示具有幅度和相位的复相量。我们已经用到了重要的复代数恒等式：

$$e^{j\theta}=1\angle\theta \tag{A.4}$$

来写出等式的右边部分。我们求解该不同问题的原因是：(1) 式（A.3）的解远比式（A.1）的解简单，(2) 式（A.1）的解能很容易地由式（A.3）的解来求解。为了说明这一点，我们假设式（A.3）的解的形式与右边的形式相同：

$$\hat{Y}(t)=B\angle\phi\ e^{j\omega t} \tag{A.5}$$

将式（A.5）代入式（A.3）得：

$$[(j\omega)^2+a(j\omega)+b]B\angle\phi\ e^{j\omega t}=A\angle\theta\ e^{j\omega t} \tag{A.6}$$

两边消去$e^{j\omega t}$，注意$j^2=-1$，$j^3=-j$等，得：

$$B\angle\phi=\frac{A\angle\theta}{-\omega^2+ja\omega+b} \tag{A.7}$$

由于我们预先已知了输入的频率ω，幅度A和相位θ，所以我们能利用复代数运算来求解式（A.3）的解的幅度B和相位ϕ。

860

但是式（A.3）的解怎样与原先式（A.1）的问题的解联系起来呢？答案是简单的。初始输入$x(t)=A\cos(\omega t+\theta)$是新输入的实部：

$$x(t)=\mathrm{Re}\left\{\hat{X}(t)=\underbrace{A\angle\theta}_{\hat{A}}\ e^{j\omega t}\right\}=\mathrm{Re}\{A\cos(\omega t+\theta)+jA\sin(\omega t+\theta)\}=A\cos(\omega t+\theta) \tag{A.8}$$

所以最开始的问题的解是：

$$y(t)=\mathrm{Re}[\hat{Y}(t)]=\mathrm{Re}[B\angle\phi\ e^{j\omega t}]=\mathrm{Re}[B\cos(\omega t+\phi)+jB\sin(\omega t+\phi)]=B\cos(\omega t+\phi) \tag{A.9}$$

因此，如果初始输入是一个余弦函数，那么输出也是余弦函数。如果初始输入是一个正弦函数，输出也将是正弦函数，幅度和相位均相同：

$$\begin{aligned}x(t)=A\cos(\omega t+\theta)&\Rightarrow y(t)=B\cos(\omega t+\phi)\\x(t)=A\sin(\omega t+\theta)&\Rightarrow y(t)=B\sin(\omega t+\phi)\end{aligned} \tag{A.10}$$

但利用复代数运算来求解式（A.3）比求解式（A.1）简单得多。

这指的就是*相量法*，是求解电路和所有其他线性系统的核心。该方法在最初由电气工程的先驱，当时工作在通用电气公司的Charles Steinmetz于30年代首先提出来。注意这种解法仅适用于输入为正弦波且到达稳态时的解，也就是所有的暂态消失了。接下来的最后问题是“为什么我们投入如此大的兴趣和时间来分析输入为单频正弦函数的系统”在现实世界中，一个正弦波仅仅是一种可能的激励该线性系统的波形函数，我们为什么又有如此大的兴趣求解其响应呢？答案非常简单：*叠加和傅里叶级数*。任何周期波形都能用无限多个正弦分量的和来表示为傅里叶级数（见第3章）：

861

$$x(t)=A_0+\sum_{n=1}^{\infty}A_n\cos(n\omega_0 t+\theta_n) \tag{A.11}$$

其中$x(t)$是周期函数（非正弦），周期为T，基频$\omega_0=2\pi f_0$，其中$f_0=1/T$。函数$x(t)$是周期函数，如果$x(t\pm mT)=x(t)$，$m=1$，2，3…，则周期为T。因此，由于系统被规定为线性系统（相量法不适用于非线性系统），我们可以利用重要的叠加定理，让式（A.11）中的每个单频正弦分量通过系统以求解一般周期性输入波形的响应，该响应为那些单频正弦分量的响应之和：

$$y(t)=B_0+\sum_{n=1}^{\infty}B_n\cos(n\omega_0 t+\theta_n) \tag{A.12}$$

如图A-1b所示。而每个单独的响应都能很容易地利用相量法来求解。即使输入波形不是周期性的，同样的处理仍能被使用，因为任何非周期波形都能用傅里叶变换的正弦分量的连续平滑来表示。*这是我们投入如此多的时间和努力来学习分析线性系统对单频正弦输入的响应的根本原因*。另外，正如我们第3章中所看到的，打破常规，周期性时域波形通过傅里叶级数分解成正弦波分量，我们能更容易地理解这些单独的正弦波分量怎样合成而形成输出波的波形。这是设计电路滤波器的本质。

例A.1 求解下列微分方程：

$$\frac{d^3y(t)}{dt^3}+\frac{d^2y(t)}{dt^2}+3\frac{dy(t)}{dt}+2y(t)=10\sin(2t+30^\circ)$$

862

解：将方程右边替换为$10\angle 30^\circ e^{j2t}$，其中$\omega=2$，假设解的形式为$\hat{Y}(t)=B\angle\phi e^{j2t}$，在等式两边消去$e^{j2t}$后，得下面的等式：

$$B\angle\phi=\frac{10\angle 30^\circ}{(j2)^3+(j2)^2+3(j2)+2}=\frac{10\angle 30^\circ}{-j8-4+j6+2}=\frac{10\angle 30^\circ}{-2-j2}=\frac{10\angle 30^\circ}{2\sqrt{2}\angle -135^\circ}=3.54\angle 165^\circ$$

因此，我们求得解为：

$$y(t)=3.54\sin(2t+165^\circ)$$

复习题A.1 求下列微分方程的正弦稳态解：

$$\frac{d^2y(t)}{dt^2}+2\frac{dy(t)}{dt}+4y(t)=10\sin(4t-45^\circ)$$

答案：$y(t)=0.69\sin(4t-191.31^\circ)=0.69\sin(4t+168.69^\circ)$。

A.2 电路正弦稳态响应的解法

相量法用于直接求解电路对正弦源的响应。我们研究对单频正弦源响应的解的原因是因为任何其他周期性源波形的响应都能利用傅里叶级数和叠加来求得。如果源波形不是周期性的，那么我们利用傅里叶变换将波形分解为类似的连续重复的正弦波。通过分析电路的正弦响应，我们将获得很多对EMC的理解，分析方法是相量法。因此读者应更加熟悉用于线性电路的这种方法。

863

尽管我们利用这种方法来分析电路，到目前为止该方法仍要求我们首先得到联系输出（电路的电流或电压）和输入源的微分方程。通过下面的方法，我们不需要导出微分方程，可将相量法直接用于电路中。

图A-2说明了怎样将电路元件从时域转换到频（相量）域。首先考虑转换独立电压源和电流源。这些独立源变成复数值为：

$$V_S\cos(\omega t+\theta_V) \Longleftrightarrow \hat{V}_S = V_S\underline{/\theta_V} \quad \text{(A.13a)}$$

$$I_S\cos(\omega t+\theta_I) \Longleftrightarrow \hat{I}_S = I_S\underline{/\theta_I} \quad \text{(A.13b)}$$

接下来考虑转换电路元件电阻、电感和电容。电阻的时域关系式是欧姆定律：$v(t)=Ri(t)$。电压和电流用相量表示，为$\hat{V}(t)=V\underline{/\phi_V}e^{j\omega t}$和$\hat{I}(t)=I\underline{/\phi_I}e^{j\omega t}$，消去共同的$e^{j\omega t}$因子，得到相量关系式：

864

$$\hat{V}=R\hat{I} \quad \text{(A.14)}$$

在相量电路中电阻保持不变。下面考虑电感，它的终端关系式是$v(t)=L[di(t)/dt]$。代入电压和电流的相量表示，$\hat{V}(t)=V\underline{/\phi_V}e^{j\omega t}$和$\hat{I}(t)=I\underline{/\phi_I}e^{j\omega t}$，消去共同的$e^{j\omega t}$因子，得其相量关系式为：

$$\hat{V}=j\omega L\hat{I} \quad \text{(A.15)}$$

因此，我们可以将电感用一个复"电阻"来代替，复阻抗为：

$$\hat{Z}_L=j\omega L \quad \text{(A.16)}$$

接下来考虑电容，其终端关系式为$i(t)=C[dv(t)/dt]$。代入电压和电流的相量表示，$\hat{V}(t)=V\underline{/\phi_V}e^{j\omega t}$和$\hat{I}(t)=I\underline{/\phi_I}e^{j\omega t}$，消去共同的$e^{j\omega t}$因子，得到相量关系式为：

$$\hat{I}=j\omega C\hat{V} \quad \text{(A.17)}$$

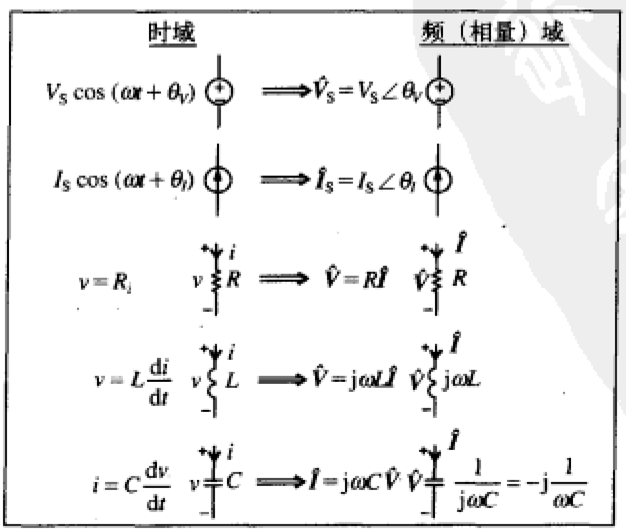
或者：

$$\hat{V}=\frac{1}{j\omega C}\hat{I}=-j\frac{1}{\omega C}\hat{I} \quad \text{(A.18)}$$

我们利用了复代数运算的结果（1/j）＝（1/j）（j/j）＝－j。因此，我们可以将电容用一个复值电阻来代替，复阻抗为：

$$\hat{Z}_C=-j\frac{1}{\omega C} \quad \text{(A.19)}$$

因此，相量电路本质上是"阻抗电路"，其具有阻抗为$\hat{Z}_R=R$，$\hat{Z}_L=j\omega L$和$\hat{Z}_C=-j(1/\omega C)$



图A-2　时域电路和频域（相量）电路之间的转换

的复电阻。因此，我们仅需要利用对阻抗电路的求解法和复代数运算来求解该相量电路，比直接求解微分方程更容易。

例A.2 求如图A-3a所示电路中的电流$i(t)$。

解：变换后的相量电路如图A-3b所示，源的角频率$\omega=3$。电感变换为：

$$\hat{Z}_L = j\omega L = j(3)(3) = j9$$

865

电容变换为：

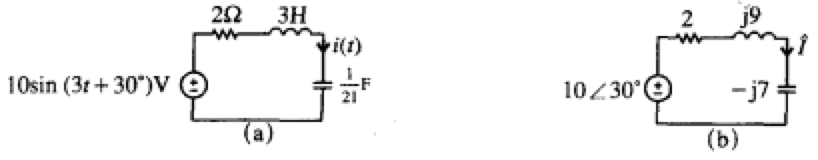
$$\hat{Z}_C = -j\frac{1}{\omega C} = -j\frac{1}{(3)(\frac{1}{21})} = -j7$$

将其作为"阻抗电路"来处理，相量电流$\hat{I}$是源相量电压除以环路阻抗的和：

$$\hat{I} = \frac{10\angle 30^\circ}{2+j9-j7} = \frac{10\angle 30^\circ}{2+j2} = \frac{10\angle 30^\circ}{2\sqrt{2}\angle 45^\circ} = 3.54\angle -15^\circ$$

因此，由于源是正弦的，所以解为：

$$i(t) = 3.54\sin(3t-15^\circ)$$



图A-3 例 A.2

复习题A.2 求如图EA-2所示电路中的电压$v(t)$的正弦稳态解。



图EA-2 复习题A.2

答案：$v(t)=17.89\cos(2t-71.57^\circ)$V。

866

习题

手动计算下列问题然后用PSPICE验证结果（见附录D）。

A.1 求如图PA-1所示电路的电流$i(t)$。[$3.54\sin(2t-75^\circ)$A]

A.2 求如图PA-2所示电路的电压$v(t)$。[$20\cos(t+45^\circ)$V]

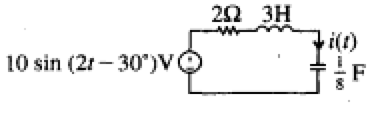


图 PA-1

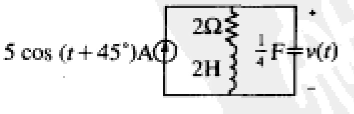


图 PA-2

A.3 求如图PA-3所示电路的电流$i(t)$。[$2\cos(2t+66.87^\circ)$A]

A.4 求如图PA-4所示电路的电压$v(t)$。[$4.81\sin(2t-116.31^\circ)$V]

867

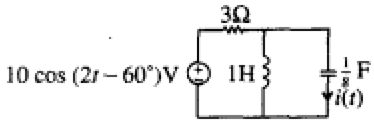


图 PA-3

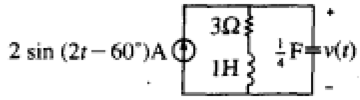


图 PA-4

A.5 求如图PA-5所示电路的电压$v(t)$。[$5\cos(2t-90^\circ)$V]

A.6 求如图PA-6所示电路的电压$v(t)$。[$7.95\sin(2t+6.34^\circ)$V]

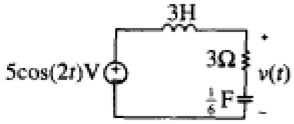


图 PA-5

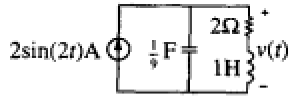


图 PA-6

A.7 求如图PA-7所示电路的电流$i(t)$。[$0.57\cos(3t-35.73^\circ)$A]

A.8 求如图PA-8所示电路的电流$i(t)$。[$5\sin(2t-30^\circ)$A]

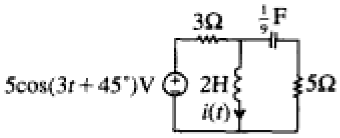


图 PA-7

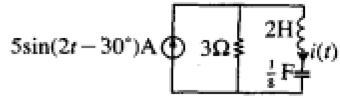
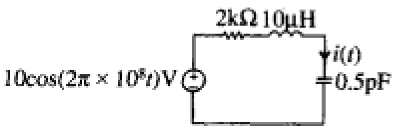


图 PA-8

A.9 求如图PA-9所示电路的电流$i(t)$。[$2.71\sin(2\pi\times10^8t-57.17^\circ)$mA]

A.10 求如图PA-10所示电压的电流$v(t)$。[$4.368\times10^5\sin(4\pi\times10^6t+29.13^\circ)$V]



868

图 PA-9

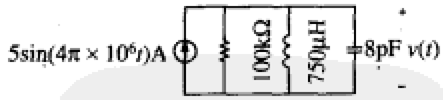


图 PA-10

参考文献

869

1. C. R. Paul, *Fundamentals of Electric Circuit Analysis*, Wiley, New York, 2001.

附录B　电磁场方程和电磁波

电磁场理论和麦克斯韦方程是所有电磁现象的基础。本附录总结了理解和解决EMC问题以及设计现代电子系统使其与周围环境相兼容所需要的电磁场基本概念。标准的电气工程课程至少要求有一学期覆盖本教材的这部分内容。因此，本附录简要复习了这个重要课题。读者可参考文献[1, 2]或其他标准的本科电磁场教材以作更详尽的讨论。

回忆标准规定的频率范围是相当宽的：传导发射从150kHz到30MHz，辐射发射从30MHz直到超过1GHz。因此电子产品的电气尺寸以及与之相连的电缆（其中也包括交流电源线）可能并不是电小的（远小于其波长），在这种情况下类似于基尔霍夫定律这种常用的集总参数电路的概念和分析原理将不再适用。用这样的集总参数电路原理分析电大尺寸电路结构将会导致错误的结论和失败的设计。控制电大结构特性的定律（麦克斯韦方程组）并不像集总参数电路分析原理那样使用简单。然而，对于电大尺寸结构，我们也没有其他方法可用了。由于一些结构的电气尺寸足够小，即电小，所以可用较简单的集总参数电路分析方法来分析（在合理的近似意义上）。作为一个例子，对于一个小的电子元件模型，有可能的话我们将利用较简单的分析方法来分析。 871

*麦克斯韦方程组*可以解释所有的微观电磁现象。尽管用概念来描述麦克斯韦方程组非常简单，但从数学的角度来说它是非常复杂的。麦克斯韦方程组描述了电磁场*分布式参数*的本质，也就是，电磁场量分布于整个空间之中。因此麦克斯韦微分方程组是一组*偏微分方程*，因为场量既是时间t的函数，也是三维空间坐标中的空间参数x，y，z的函数。当元器件的尺寸合适时（电小结构），我们将利用集总参数电路来近似，这样，当方程只是时间t的函数时，方程就变为*常微分方程*。

本附录的材料包括对基本电磁理论的概述，读者可以从参考文献[1，2]或类似的教材得到额外的结论和详细内容。

B.1　矢量分析

麦克斯韦方程组用三维空间中矢量的某种数学运算来描述。场量被描述为*矢量*，用上面带箭头的符号来表示，例如，$\vec{A}$。矢量可以用直线线段来表示。矢量包含了两种信息：幅度和方向。幅度或矢量的长度可以表示为$|\vec{A}|=A$。为了定量地描述矢量，并根据麦克斯韦方程组对其进行数学运算，我们必须在一个坐标系中描述矢量。*直角坐标系*或者说*迪卡尔坐标系*是由三个相互垂直的平面构成的，$x=x_1=$常数，$y=y_1=$常数，$z=z_1=$常数。如图B-1所示，某一点的位置由这三个平面的交叉点来描述$P=[x_1, y_1, z_1]$。在坐标系中的结果用三个正交轴上的分量来表示。矢量$\vec{A}$在每个坐标轴上的*投影*为A_x，A_y，A_z。在直角坐标系中矢量$\vec{A}$根据各分量可以写成*单位矢量*$\vec{a}_x$、$\vec{a}_y$、$\vec{a}_z$的叠加： 872

$$\vec{A} = A_x\vec{a}_x + A_y\vec{a}_y + A_z\vec{a}_z \tag{B.1}$$

还有其他更便于使用的坐标系，它们是圆柱坐标系和球面坐标系，我们会在本教材需要的地方予以讨论。矢量可以通过各个分量的相加来求和，如：

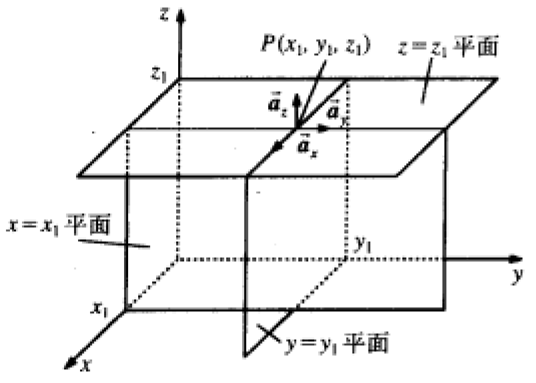
$$\vec{A} + \vec{B} = (A_x + B_x)\vec{a}_x + (A_y + B_y)\vec{a}_y + (A_z + B_z)\vec{a}_z \tag{B.2}$$

矢量也可以通过乘以系数k来改变它们的长度，这时，系数k应与每个分量相乘。如果系数k是个负数，将改变矢量的方向，这就告诉我们两个矢量如何相减；简单来说，当进行加法$\vec{A} + k\vec{B}$时，令$k = -1$。我们还经常遇到路径长度微分元$d\vec{l}$，曲面微分元$d\vec{s}$和体积微分元dv，如图B-2所示为[1, 2]：

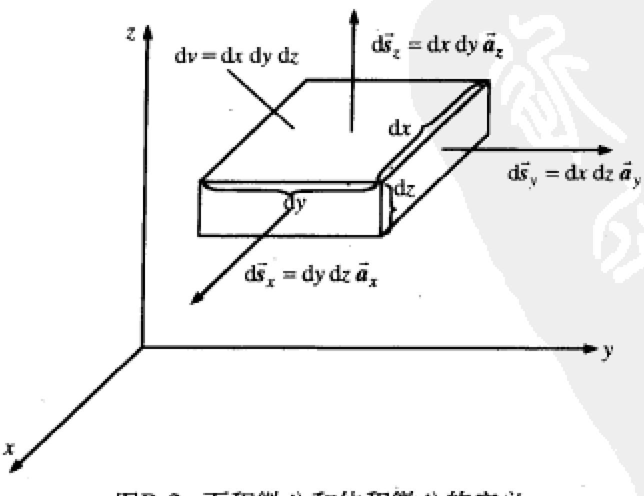
$$d\vec{l} = dx\vec{a}_x + dy\vec{a}_y + dz\vec{a}_z \tag{B.3a}$$

$$d\vec{s} = dydz\vec{a}_x + dxdz\vec{a}_y + dxdy\vec{a}_z \tag{B.3b}$$

$$dv = dx\,dy\,dz \tag{B.3c}$$



图B-1　直角坐标系：用三个正交面的交叉量来定位一个点



图B-2　面积微分和体积微分的定义

两个矢量的乘积有两种定义：点乘和叉乘。点乘定义为[1, 2]：

$$\vec{A}\cdot\vec{B} = |\vec{A}||\vec{B}|\cos\theta_{AB} = A_xB_x + A_yB_y + A_zB_z \tag{B.4}$$

上式代表了一个矢量与另一个矢量投影的乘积，如图B-3a所示。两个矢量的叉乘定义为[1, 2]：

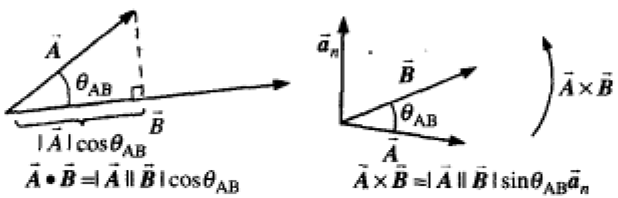
$$\vec{A}\times\vec{B}=|\vec{A}||\vec{B}|\sin\theta_{AB}\vec{a}_n=(A_yB_z-A_zB_y)\vec{a}_x+(A_zB_x-A_xB_z)\vec{a}_y+(A_xB_y-A_yB_x)\vec{a}_z=-\vec{B}\times\vec{A}\qquad(B.5a)$$

873

其中单位矢量 $\vec{a}_n$ 垂直于由两个矢量构成的平面，如图B-3b所示。单位矢量的方向由右手螺旋定则来确定，即当右手四指由 $\vec{A}$ 弯向 $\vec{B}$ 时，拇指所指的方向就是矢量 $\vec{a}_n$ 的方向。注意，点乘的结果是标量而不是矢量，叉乘的结果是矢量。观察叉乘中的矢量 $\vec{A}$ 和 $\vec{B}$ 的顺序，即 $\vec{A}\times\vec{B}=-\vec{B}\times\vec{A}$。另一种计算叉乘的方法为：

$$\vec{A}\times\vec{B}=\begin{vmatrix}\vec{a}_x & \vec{a}_y & \vec{a}_z\\ A_x & A_y & A_z\\ B_x & B_y & B_z\end{vmatrix}=(A_yB_z-A_zB_y)\vec{a}_x+(A_zB_x-A_xB_z)\vec{a}_y+(A_xB_y-A_yB_x)\vec{a}_z\qquad(B.5b)$$

874



(a)　　(b)

(a) 点乘举例；(b) 叉乘举例

图　B-3

例B.1　求下列矢量的点积和叉积：

$$\vec{A}=2\vec{a}_x+3\vec{a}_y-4\vec{a}_z$$

$$\vec{B}=-1\vec{a}_x-5\vec{a}_y+6\vec{a}_z$$

解：点积为：

$$\vec{A}\cdot\vec{B}=(2)(-1)+(3)(-5)+(-4)(6)=-41$$

叉积 $\vec{A}\times\vec{B}$ 为：

$$\begin{aligned}\vec{A}\times\vec{B}&=[(3)(6)-(-4)(-5)]\vec{a}_x+[(-4)(-1)-(2)(6)]\vec{a}_y+[(2)(-5)-(3)(-1)]\vec{a}_z\\&=-2\vec{a}_x-8\vec{a}_y-7\vec{a}_z\end{aligned}$$

或：

$$\begin{aligned}\vec{A}\times\vec{B}&=\begin{vmatrix}\vec{a}_x & \vec{a}_y & \vec{a}_z\\ 2 & 3 & -4\\ -1 & -5 & 6\end{vmatrix}\\&=[(3)(6)-(-4)(-5)]\vec{a}_x-[(2)(6)-(-4)(-1)]\vec{a}_y+[(2)(-5)-(3)(-1)]\vec{a}_z\\&=-2\vec{a}_x-8\vec{a}_y-7\vec{a}_z\end{aligned}$$

875

叉积 $\vec{B}\times\vec{A}$ 为：

$$\vec{B}\times\vec{A}=[(-5)(-4)-(6)(3)]\vec{a}_x+[(6)(2)-(-4)(-1)]\vec{a}_y+[(-1)(3)-(-5)(2)]\vec{a}_z$$

$$= 2\vec{a}_x + 8\vec{a}_y + 7\vec{a}_z$$
$$= -\vec{A} \times \vec{B}$$

或：

$$\vec{B} \times \vec{A} = \begin{vmatrix} \vec{a}_x & \vec{a}_y & \vec{a}_z \\ -1 & -5 & 6 \\ 2 & 3 & -4 \end{vmatrix}$$
$$= [(-5)(-4) - (6)(3)]\vec{a}_x - [(-1)(-4) - (6)(2)]\vec{a}_y + [(-1)(3) - (-5)(2)]\vec{a}_z$$
$$= 2\vec{a}_x + 8\vec{a}_y + 7\vec{a}_z$$
$$= -\vec{A} \times \vec{B}$$

复习题B.1　求下列矢量的点积和叉积：

$$\vec{A} = -2\vec{a}_x + 5\vec{a}_y + 4\vec{a}_z$$
$$\vec{B} = 6\vec{a}_x - 3\vec{a}_y + \vec{a}_z$$

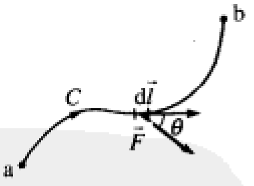
答案： $\vec{A}\cdot\vec{B} = -23$, $\vec{A}\times\vec{B} = 17\vec{a}_x + 26\vec{a}_y - 24\vec{a}_z$。

理解矢量运算是很重要的，因为麦克斯韦方程在数学上是以矢量的形式描述的。首先是，矢量场 $\vec{F}$ 沿着路径C的线积分的概念[1, 2]：

876

$$\int_C \vec{F}\cdot d\vec{l} = \int_C |\vec{F}|\cos\theta\, dl = \int_{C_x} F_x\, dx + \int_{C_y} F_y\, dy + \int_{C_z} F_z\, dz \tag{B.6}$$

如图B-4所示。式（B.6）中的积分表示 $\vec{F}$ 沿路径的切向分量 $|\vec{F}|\cos\theta$与沿闭合回路C的路径长度微分 $d\vec{l}$ 的乘积之和（积分）。计算在力的作用下将目标从a点移动到b点所需要做的功时可能更明显地用到这个结果。



图B-4　线积分举例

例B.2　力场由 $\vec{F} = (2y\vec{a}_x + xy\vec{a}_y + z\vec{a}_z)$ N给出，求将目标从点[$x = 1$m, $y = 1$m, $z = 0$]沿直线移动到点[$x = 0$, $y = 2$m, $z = 3$m]时所需要做的功。

解： 要求我们做的功为：

$$W = -\int_a^b \vec{F}\cdot d\vec{l}$$
$$= -\left(\int_{x=1}^{0} 2y\,dx + \int_{y=1}^{2} xy\,dy + \int_{z=0}^{3} z\,dz\right)$$
$$= -\left[\int_{x=1}^{0} 2(-x+2)\,dx + \int_{y=1}^{2} (-y+2)y\,dy + \int_{z=0}^{3} z\,dz\right]$$
$$= -\frac{13}{6}\text{J}$$

我们将表示路径的等式，$y = -x + 2$，代入相应的积分变量中以使得积分函数中只包含一个积分变量。

复习题B.2　计算 $\vec{F} = 2y\vec{a}_x + 3x\vec{a}_y + \vec{a}_z$ 沿着从点a，即$x = 0$、$y = 0$、$z = 0$，到点b，即$x = 1$、$y = 2$、$z = 3$的直线路径的线积分。

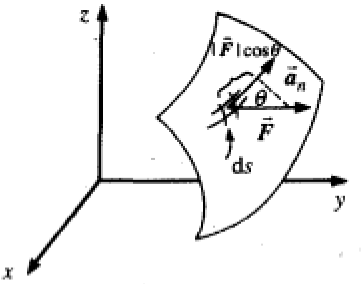
877

答案： 8。

下一个很有用的积分是矢量场在曲面S上的面积分，定义为：

$$\int_S \vec{F}\cdot d\vec{s}=\int_S |\vec{F}|\cos\theta ds=\iint F_x dy dz+\iint F_y dx dz+\iint F_z dx dy \tag{B.7}$$

其中，θ是矢量$\vec{F}$和曲面法线之间的夹角。在式(B.7)中的面积分表示我们将矢量$\vec{F}$垂直于积分面的分量与曲面微分元的乘积进行相加，如图B-5所示。这给出了矢量$\vec{F}$通过曲面S的通量。带圈的面积分$\oint_S$表示在闭合面S上的面积分。



图B-5 通过面积分确定曲面通量举例

例B.3 一矢量场$\vec{F}=2x\vec{a}_x+\vec{a}_y-\vec{a}_z$在由[$x=2, y=1, z=0$]、[$x=2, y=3, z=0$]和[$x=2, y=3, z=4$]三个点所确定的平面S上的积分，其面积分为：

$$\int_S \vec{F}\cdot d\vec{s}=\int_{y=1}^{3}\int_{z=0}^{z=2y-2} 2\not{x}^{2} dy dz+\underbrace{\iint dx dz}_{0}-\underbrace{\iint dx dy}_{0}=16$$

由于在整个平面上$dx=0$（在该平面的所有点上$x=2$），所以第二项和第三项的积分为零。我们也可以这样来看，由于平面的方向性，在$x=2$的yz面内，所要求的通量的方向沿x轴的正方向。而由于该矢量的y分量和z分量与积分面不正交，所以对于积分没有贡献，很明显，这对于结果的简化很重要。

878

复习题B.3 求$\vec{F}=-2\vec{a}_x+y\vec{a}_y-\vec{a}_z$穿过由$-1\leqslant x\leqslant 1$、$-2\leqslant y\leqslant 2$和$0\leqslant z\leqslant 3$所包围的闭合曲面的净通量。

答案：24。

还有另外两种矢量的运算也很有用：求矢量场的散度和旋度。矢量场的求散度运算定义为[1,2]：

$$\mathrm{div}\,\vec{F}=\nabla\cdot\vec{F}=\lim_{\Delta v\to 0}\frac{\oint_S \vec{F}\cdot d\vec{s}}{\Delta v}=\frac{\partial F_x}{\partial x}+\frac{\partial F_y}{\partial y}+\frac{\partial F_z}{\partial z} \tag{B.8}$$

其中，曲面S包围体积Δv。因此矢量场的散度是指当体积趋向于零时，每单位体积内的矢量向外的净通量。实质上，矢量场的散度表示是从一个点出发的场的通量，它指出了在那个点处的合成源。矢量场的散度是一个纯数值。一个非常有用的重要恒等式就是散度定理[1]：

$$\oint_S \vec{F}\cdot d\vec{s}=\int_v \nabla\cdot\vec{F}dv \tag{B.9}$$

散度定理表明：矢量场通过任意闭合面向外的总通量等于矢量场的散度在闭合面所包围的体积内的积分。这个结论使体积分和面积分能相互转化。下一个需要了解的矢量运算是求矢量场的旋度，旋度被定义为：

$$\begin{aligned}\mathrm{curl}\,\vec{F}&=\nabla\times\vec{F}\\&=\lim_{\Delta S\to 0}\frac{\oint_C \vec{F}\cdot d\vec{l}}{\Delta S}\cdot\vec{a}_n=\left(\frac{\partial F_z}{\partial y}-\frac{\partial F_y}{\partial z}\right)\vec{a}_x+\left(\frac{\partial F_x}{\partial z}-\frac{\partial F_z}{\partial x}\right)\vec{a}_y+\left(\frac{\partial F_y}{\partial x}-\frac{\partial F_x}{\partial y}\right)\vec{a}_z\end{aligned} \tag{B.10}$$

879 其中，$\vec{a}_n$ 垂直于曲面微分元的单位矢量。

等式（B.10）表明矢量场的旋度是当平面面积S收缩为零时，矢量场沿包围不闭合面S的边界C的线积分。实质上，旋度是矢量场关于一个点的合成环流量。旋度是个矢量，它表征了矢量在三个相互正交的平面内的环流量。一个相关的结论是斯托克斯定理，已经在参考文献[1]中给出了：

$$\int_S (\nabla \times \vec{F}) \cdot d\vec{s} = \oint_C \vec{F} \cdot d\vec{l} \tag{B.11}$$

斯托克斯定理表明，通过一个不闭合平面S的矢量场旋度的合成环流量可由沿着包围此不闭合平面的闭合回路C的矢量场的线积分来获得。这个结论使得面积分和线积分之间能相互转换。

例B.4 求矢量场 $\vec{F} = F_m \sin x \sin t \vec{a}_y$ 的散度和旋度。

解：写出散度为：

$$\nabla \cdot \vec{F} = \frac{\partial F_x}{\partial x}^{\nearrow 0} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z}^{\nearrow 0} = \frac{\partial}{\partial y}(F_m \sin x \sin t) = 0$$

因为F_y与y无关。

写出旋度为：

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{F} &= \left(\frac{\partial F_z}{\partial y}^{\nearrow 0} - \frac{\partial F_y}{\partial z}\right)\vec{a}_x + \left(\frac{\partial F_x}{\partial z}^{\nearrow 0} - \frac{\partial F_z}{\partial x}^{\nearrow 0}\right)\vec{a}_y + \left(\frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y}^{\nearrow 0}\right)\vec{a}_z \\ &= -\frac{\partial F_y}{\partial z}\vec{a}_x + \frac{\partial F_y}{\partial x}\vec{a}_z \\ &= -\frac{\partial}{\partial z}[F_m \sin x \sin t]\vec{a}_x + \frac{\partial}{\partial_x}[F_m \sin x \sin t]\vec{a}_z \\ &= F_m \cos x \sin t \vec{a}_z\end{aligned}$$

复习题B.4 求矢量场 $\vec{F} = F_m \cos x \cos t \vec{a}_z$ 的散度和旋度。

880 **答案**：$\nabla \cdot \vec{F} = 0$，$\nabla \times \vec{F} = F_m \sin x \cos t \vec{a}_y$。

B.2 麦克斯韦方程组

麦克斯韦方程组可以用上一节中矢量的运算形式简明地来表达。麦克斯韦方程组形成了电磁现象的基础，因此这也是我们理解如何设计电子系统以使它们符合规定要求，既不引起干扰也不会被干扰的本质所在。求解麦克斯韦方程组并不是一个简单的过程，但这并不会减弱其作为基础的重要性。为了简化对某个特定问题的求解，我们常常会利用某种近似，比如集总参数电路模型。只要对象是电小尺寸，这样的近似就是允许的。无论如何，我们总是应认识到麦克斯韦方程组适用于所有的电磁现象，并且它们的复杂性并不能改变这个事实。

B.2.1 法拉第定律

法拉第定律可以简单地用积分形式来表达：

$$\oint_C \vec{E}\cdot \mathrm{d}\vec{l} = -\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_S \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{s} \tag{B.12}$$

参数$\vec{E}$是电场强度矢量，单位是伏特每米（V/m）。参数$\vec{B}$是磁通密度矢量，单位是韦伯每平方米（$\mathrm{Wb/m^2}$）。法拉第定律假定沿闭合回路C产生的电动势（emf）与穿过这个闭合回路所包围的不闭合面S的总的磁通量的时间变化率有关。此电动势可表示为：

$$\mathrm{emf} = \oint_C \vec{E}\cdot \mathrm{d}\vec{l} \tag{B.13}$$

其单位是伏特(V)。穿过被闭合回路所包围的不闭合面S的总磁通量为：

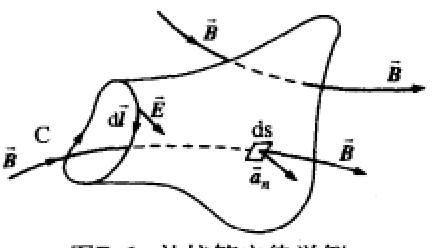
$$\psi_m = \int_S \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{s} \tag{B.14}$$

其单位是韦伯（Wb）。因此法拉第定律可以写成为：

$$\mathrm{emf} = -\frac{\mathrm{d}\psi_m}{\mathrm{d}t} \tag{B.15}$$

881

如图B-6所示，回路C和曲面S之间通过右手螺旋定则紧密联系起来。如果右手的四指指向回路C的方向，大拇指的方向就表示闭合曲面S的法线方向$\vec{a}_n$。矢量曲面可以表示成$\mathrm{d}\vec{s} = \mathrm{d}s\vec{a}_n$。式（B.13）中的emf被认为是插入回路中的电压源，它的值就是穿过回路的磁通量的时间变化率：



图B-6 法拉第定律举例

$$V_F = \frac{\mathrm{d}\psi_m}{\mathrm{d}t} \tag{B.16}$$

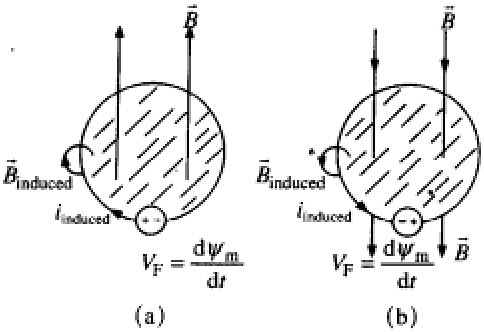
该emf是个分布参量，无法把它集中（堆）起来。然而，如果回路的尺寸是电小的，那么，作为合理的近似，我们就能将该emf当作一个集总参数电压源，弄清楚插入的法拉第源的极性是非常重要的。法拉第定律中的负号指的是类似于楞次定律的内容，它表明回路中所产生的感应电动势（和等效电压源）的极性总是使产生的感应电流i_{induced}所产生的磁感应强度$\vec{B}_{\mathrm{induced}}$趋向于阻碍原磁感应强度$\vec{B}$的任何变化。得到由感应电压源的正确极性常常是一件令人混淆的事情。获得感应电压源正确极性的最简单的方法是插入感应电压源后，按照右手定则能使得沿回路的感应电流所产生的感应磁场$\vec{B}_{\mathrm{induced}}$的方向与原磁场$\vec{B}$相反。实际上我们希望感应磁场阻碍原磁场的任何变化，而不仅仅是简单的方向相反，这就必须关心插入的法拉第源的值V_F。例如，考虑图B-7a，原磁通密度矢量方向向上插入的法拉第源如图所示，它将产生沿回路顺时针方向的感应电流。由右手定则可知，感应磁场的方向与原磁场相反。如果原磁场增大，那么法拉第感应电压源$V_F = \mathrm{d}\psi_m/\mathrm{d}t$是正的，将阻碍原磁场的进一步增大。相反，假设原磁场方向向上，幅度减小。在这种情况下，法拉第感应电压源的值将是负的，因此，导致感应电流的实际方向为逆时针方向，以阻碍原磁场$\vec{B}$的进一步减小。因此，按照右手定则，如果电压源的极性使产生的回路的感应电流i_{induced}，所产生的感应电场$\vec{B}_{\mathrm{induced}}$的方向与原磁场相反，那么，插入的电压源的极性就是正确的。原磁场方向向下的情况如图B-7b所示。

882

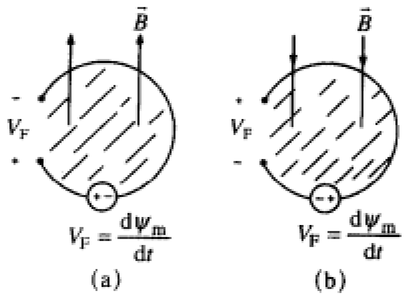
并不是必须有闭合的回路才能使时变磁场在此回路中产生（感应）电动势。例如，

假设如图B-7所示的回路在某点断开如图B-8所示的那样，尽管如此，沿着回路还是会感应出感应电压源形式的电动势，该电动势的极性按照上述方法来确定，假设回路是闭合的以允许电流流过。这个电动势将出现在回路的两端。虽然由于回路是断开的，回路中没有电流，但回路的两端还是会出现电压。回路两端的电压极性实质上是回路的开路电压，即感应电动势源。

883



图B-7　给出感应电动势和穿过曲面的磁通密度变化率之间的关系的法拉第定律举例



图B-8　在开路环两端以开路电压形式出现的感应电动势举例

法拉第定律从本质上表明变化的磁场产生（感应）电场，该电场与静电荷产生的电场的分布形式相同。然而，时变磁场所产生的感应电力线自身必须闭合，而静电荷所产生的电力线起始于正电荷，终止于负电荷。

例B.5　如图B-9a所示的电路，磁场 $\vec{B} = 10t\ \mathrm{Wb/m^2}$ 垂直纸面向内穿过电路环路，求电压V_1和V_2。



（a）电路的物理尺寸；（b）用感应的法拉第电压源代替磁场

图B-9　例B.5

解：穿过环路的磁通量为：

$$\psi_m = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{s} = 10t\ \mathrm{Wb/m^2} \times 2\ \mathrm{m^2} = 20t$$

这仅仅是$\vec{B}$与环面积的乘积，因为$\vec{B}$假设为与穿过环的位置无关。如果$\vec{B}$的值取决于环上不同点的位置，那么我们必须利用积分来求解磁通量。环路中感应电压源的值为：

$$V_F = \frac{d\psi_m}{dt} = 20$$

插入的电压源的极性是使所产生的电流沿逆时针方向环绕电路，以至于所产生的磁场与原磁场反向。这验证了楞次定律。现在问题变为如图B-9b所示的原始电路，其中我们准备求解：

$$I=\frac{20\ \text{V}}{100\ \Omega+50\ \Omega}=\frac{2}{15}$$

因此电压为：

$$V_2=100\ \Omega\times I=13.33$$

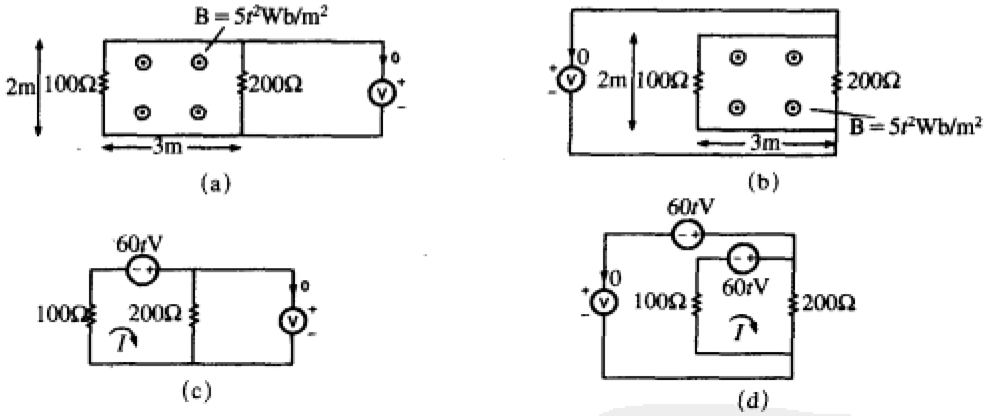
884

和

$$V_1=-50\ \Omega\times I=-6.67$$

可观察到 $V_1\neq V_2$。在集总参数等效电路分析中，我们认为 $\vec{B}$ 场是由一些邻近电路产生的，与该电路的磁通的联系用两电路之间的互电感来描述。所以互感的概念本质上源于法拉第定律。

例B.6 如图B-10a所示为一电路，其中引起可忽略的电流的高阻抗电压表跨接在电阻两端。在图B-10b中，电压表连接在相同的两点之间，但电压表引线的走线不同。求这两种情况下电压表所测得的电压。磁场垂直指向纸面外。



(a) 电压表引线的第一个位置；(b) 电压表引线的第二个位置；(c) 对于电压表引线的第一个位置，用感应的法拉第电压源代替磁场；(d) 对于电压表引线的第二个位置，用感应的法拉第电压源代替磁场

图B-10 例B.6

解：对于图B-10a的情况，2×3m电路环内的总磁通量为：

$$\psi_m=\int_S\vec{B}\cdot\vec{ds}=5t^2\text{Wb/m}^2\times 6\ \text{m}^2=30t^2$$

885

因此，环路内的感应电压为：

$$V_F=\frac{d\psi_m}{dt}=60t$$

电压源插入的极性如图B-10c所示，验证了楞次定律（$\vec{B}$ 场指向纸面外）。从该电路中我们得到：

$$I=\frac{60t\ \text{V}}{100\ \Omega+200\ \Omega}=0.2t$$

886

因此，被测电压为：

$$V=200I=40t$$

图B-10b的等效电路如图B-10d所示。注意到现在电压表引线也包围了磁通，并且另一个电压源也必须插入由那些引线所形成的环路中，因此我们得到：

$$I = \frac{60t\ \mathrm{V}}{100\,\Omega + 200\,\Omega} = 0.2t$$

但是：

$$V = 200I - 60t = -20t$$

该结果也可以通过沿电路的内环边界的KVL求和得到：

$$V = -60t + 60t - 100\,\Omega \times I = -100\,\Omega \times I = -20t$$

这说明了对于时变场，电压表引线的位置能影响被测电压，与恒定场的情况不同，在恒定场的情况下感应电压源是0，因为磁场不随时间而改变。

法拉第定律以式（B.12）中的*积分形式*给出。从使计算结果的意义直观易懂的角度出发，这种积分形式是很有用的。从计算的角度出发，点或*微分形式*更有用。将斯托克斯定律应用于式（B.12）的左侧将得到法拉第定律的*微分形式*：

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{B.17a}$$

代入求旋度的结果，得：

887

$$\begin{aligned}&\left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}\right)\vec{a}_x + \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x}\right)\vec{a}_y + \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}\right)\vec{a}_z \\ &= -\frac{\partial B_x}{\partial t}\vec{a}_x - \frac{\partial B_y}{\partial t}\vec{a}_y - \frac{\partial B_z}{\partial t}\vec{a}_z\end{aligned} \tag{B.17b}$$

匹配各分量，得到下面三个等式：

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -\frac{\partial B_x}{\partial t} \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -\frac{\partial B_y}{\partial t} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= -\frac{\partial B_z}{\partial t}\end{aligned} \tag{B.17c}$$

这种微分形式表明变化的磁场可以导致*循环*（弯曲）的电场。

例B.7 如前面所提到过的，法拉第定律的微分形式在计算中最有用。为了说明这一点，如果给定的电场为：

$$\vec{E} = E_m \cos(\omega t - \beta z)\vec{a}_x$$

求磁场。

解：电场仅有x分量，因此，在式（B.17b）中的法拉第定律的左边变为：

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E} &= \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}\right)\vec{a}_x + \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x}\right)\vec{a}_y + \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}\right)\vec{a}_z \\ &= \frac{\partial E_x}{\partial z}\vec{a}_y - \underbrace{\frac{\partial E_x}{\partial y}}_{0}\vec{a}_z \\ &= \frac{\partial E_x}{\partial z}\vec{a}_y\end{aligned}$$

注意到 $\vec{E}$ 的x分量仅与z有关，以致于z分量$\partial E_x/\partial y$为0。
因此：

$$\nabla \times \vec{E} = \frac{\partial E_x}{\partial z}\vec{a}_y = \beta E_m \sin(\omega t - \beta z)\vec{a}_y$$

既然法拉第定律的左边仅有一个y分量，那么右边，$-\partial\vec{B}/\partial t$，也仅有$y$分量，因此我们得到：

$$\beta E_m \sin(\omega t - \beta z) = -\frac{\partial B_y}{\partial t}$$

888

积分得：

$$B_y = \frac{\beta E_m}{\omega}\cos(\omega t - \beta z)$$

因此磁通密度矢量满足法拉第定律，为：

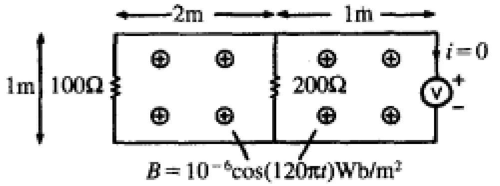
$$\vec{B} = \frac{\beta E_m}{\omega}\cos(\omega t - \beta z)\vec{a}_y$$

复习题B.5 在一次实验室的实验中，高阻抗电压表跨接在两个并联的电阻两端，如图EB.5所示。附近的60Hz功率变压器引起的磁通穿过如图所示的电路，求电压表的电压读数。

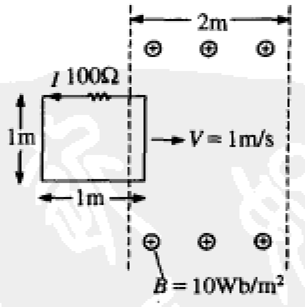
答案：$0.88\sin(120\pi t)$ mV。

复习题B.6 一个正方形环路向右移动，如图EB.6所示。磁场垂直纸面向内，覆盖2m宽的区域。求环路中随时间变化的电流，假设环路右边在$t=0$时刻进入磁场区域。

答案：$0<t<1$s，0.1A，1s$<t<2$s，0，2s$<t<3$s，-0.1A，3s$<t$，0。



图EB.5 复习题B.5



图EB.6 复习题B.6

复习题B.7 判断下列场是否满足法拉第定律：

$$\vec{E} = E_m \sin x \sin t\vec{a}_y$$

$$\vec{B} = E_m \cos x \cos t\vec{a}_z$$

答案：是。

889

最后要强调法拉第定律和电感（自电感和互电感）之间的关系。考虑如图B-11a所示的两个相邻的电路，第一个回路由时变电压源$V_S(t)$驱动，它在回路中产生一个时变电流$I_1(t)$。该电流在第一个回路中产生同时穿过两个回路的磁场$B_1(t)$，如图B-11b所示。同样，在第2个回路中的任何电流$I_2(t)$，也将产生穿过每个回路的磁场$B_2(t)$。这样，穿过每个回路的总磁通为在该回路上的面积：

$$\psi_{m1} = \int_{S_1} \vec{B}_1 \cdot \vec{ds} + \int_{S_1} \vec{B}_2 \cdot \vec{ds} \text{ 和 } \psi_{m2} = \int_{S_2} \vec{B}_1 \cdot \vec{ds} + \int_{S_2} \vec{B}_2 \cdot \vec{ds}$$

总磁通和电流之间的关系为：

$$\psi_{m1} = L_1 I_1 + L_{12} I_2 \tag{B.18a}$$

$$\psi_{m2} = L_{12} I_1 + L_2 I_2 \tag{B.18b}$$

其中，L_1和L_2为回路的自电感，L_{12}为两回路之间的互电感：

$$L_1 = \left.\frac{\psi_{m1}}{I_1}\right|_{I_2=0} \tag{B.19a}$$

$$L_2 = \left.\frac{\psi_{m2}}{I_2}\right|_{I_1=0} \tag{B.19b}$$

890

$$L_{12} = \left.\frac{\psi_{m2}}{I_1}\right|_{I_2=0} = \left.\frac{\psi_{m1}}{I_2}\right|_{I_1=0} \tag{B.19c}$$

根据法拉第定律，每个回路中的感应电压为穿过回路的磁通的时间变化率：

$$V_{F1} = \frac{d\psi_{m1}}{dt} = L_1 \frac{dI_1}{dt} + L_{12} \frac{dI_2}{dt} \tag{B.20a}$$

$$V_{F2} = \frac{d\psi_{m2}}{dt} = L_{12} \frac{dI_1}{dt} + L_2 \frac{dI_2}{dt} \tag{B.20b}$$

如果第二个回路开路，$I_2=0$，则：

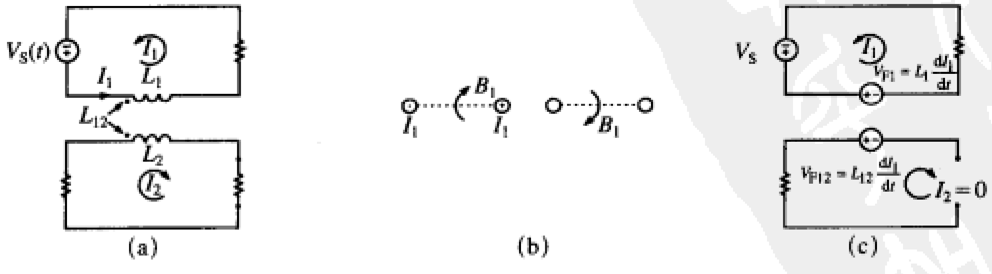
891

$$V_{F1} = \frac{d\psi_{m1}}{dt} = L_1 \left.\frac{dI_1}{dt}\right|_{I_2=0} \tag{B.21a}$$

为第一个回路中的感应电压。另一个法拉第电压源：

$$V_{F12} = \frac{d\psi_{m2}}{dt} = L_{12} \left.\frac{dI_1}{dt}\right|_{I_2=0} \tag{B.21b}$$

为在第二个回路中所感应的，如图B-11c所示。因此，无论是自电感还是互电感都是法拉第定律的结果。这是在电路分析中我们通过定义电感这样的量来试图脱离磁场原理和定律的例子，但我们从没能完全打开这个结。



图B-11 自电感和互电感举例

B.2.2 安培定律

法拉第定律表明时变磁场能够产生（感应）电场，而安培定律则表明反之也是正确的。那就是，时变电场也能够产生（感应）磁场。安培定律的积分形式由下式给出：

$$\oint_C \vec{H}\cdot \mathrm{d}\vec{l} = \int_S \vec{J}\cdot \mathrm{d}\vec{s} + \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_S \vec{D}\cdot \mathrm{d}\vec{s} \tag{B.22}$$

参量$\vec{H}$是磁场强度矢量，单位是安培每米（A/m）；参量$\vec{J}$是电流密度矢量，单位是安培每平方米（A/m^2），参量$\vec{D}$是电通量密度矢量，单位是库伦每平方米（C/m^2）。注意式（B.22）积分后的结果单位是安培（A）。如图B-12所示的例子，回路C包围不闭合曲面S，它们的方向由右手螺旋定则联系起来。与法拉第定律一样，安培定律适用于任何形状的曲面，只要该曲面被曲线C所包围即可。只有通过断开的缝隙的$\vec{J}$和$\vec{D}$才对电场和磁场有贡献。$\vec{H}$沿闭合曲线C的线积分被称为该闭合路径的磁动势或mmf：

$$\mathrm{mmf} = \oint_C \vec{H}\cdot \mathrm{d}\vec{l} \tag{B.23}$$

这实质上是法拉第定律中电动势的双重积分。安培定律右侧第一项表示穿过由曲线C所包围的曲面S的总传导电流。

$$I_c = \int_S \vec{J}\cdot \mathrm{d}\vec{s} \tag{B.24}$$

892

这就是被曲线C所包围的自由电荷所产生的总电流。安培定律右侧第二项表示穿过由曲线C所包围的曲面S的总位移电流：

$$I_d = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_S \vec{D}\cdot \mathrm{d}\vec{s} \tag{B.25}$$

因此，安培定律可以写成：

$$\mathrm{mmf} = I_c + I_d \tag{B.26}$$

安培定律实质上表明时变的电通密度$\vec{D}$与自由电流$\vec{J}$一样能产生磁场$\vec{H}$。我们已经知道静态(直流)电流可以产生磁场，而安培定律则表明时变电场也可以给出相同的结果。

麦克斯韦对电磁学的主要贡献之一是将位移电流加入到现有的仅包含传导电流的安培定律中。注意到对于静态（直流）情况，位移电流为0，因此修正的安培定律可简化为静态场的情况。

作为应用该结果的一个简单例子，考虑电容与一正弦电压源相连，如图B-13所示。连接电容的导线带电，导致了传导电流I_c。在电容的两极板之间存在一个指向极板的时变电场（变化速率为电源的频率ω）。让我们对此情况应用式（B.22）给出的安培定律。以导线为边界我们可以得到多个曲面。再者，将其视为一个气球是有帮助的。如果我们吹起这个气球，使得仅有导线穿过该表面，那么我们得到：

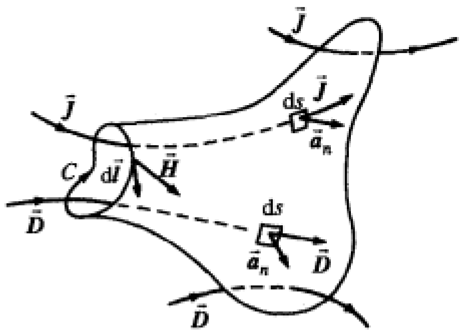
893

$$\oint_C \vec{H}\cdot \mathrm{d}\vec{l} = \int_{S_1} \vec{J}\cdot \mathrm{d}\vec{s} = I_c$$

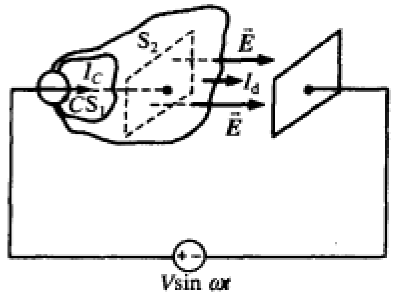
如果我们保持同样的曲面边界，但是吹起气球，使它的表面通过电容器的两极板之间，那么我们得到：

$$\oint_C \vec{H}\cdot \mathrm{d}\vec{l} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_{S_2} \vec{D}\cdot \mathrm{d}\vec{s} = I_d$$

例B.8 对于如图B-13所示的电容器情况，一个1μF的电容两端连接有一个正弦电



图B-12　安培定律举例



图B-13　对于一个电容的安培定律、传导电流和位移电流的举例说明

[894] 压源$10\sin(\omega t)$V，电压源的频率为1kHz，验证传导电流和位移电流是相等的。

解：从我们的电路课程中可知，连接导线中的传导电流为：

$$I_c = \frac{10\ \mathrm{V}}{1/\omega C} = 62.8$$

平行板电容器的电容大约为$C=\varepsilon A/d$，其中A为极板面积，d为板间距离，ε为两极板之间的材料的介电常数。极板之间的电场近似为极板间电压除以板间距：

$$E = \frac{10\ \mathrm{V}}{d}$$

因此：

$$D = \varepsilon E = \varepsilon\frac{10\ \mathrm{V}}{d} = \frac{C}{A}10\ \mathrm{V} = \frac{10^{-5}}{A}$$

所以位移电流为：

$$I_d = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_S \vec{D}\cdot\mathrm{d}\vec{s} = \omega\left(\frac{10^{-5}}{A}A\right) = 62.8$$

因此，通过电容器的位移电流可以用两极板之间的电流源来表征，电流源的值就是位移电流：$I_d=C(\mathrm{d}V/\mathrm{d}t)$。这与电感相当类似，电感的关系式是$V=L(\mathrm{d}I/\mathrm{d}t)$，是插入电感环路中的法拉第电压源的总和。

例B.9　比较铜在1GHz频率上的传导电流和位移电流。铜的电导率为5.8×10^{7}S/m。铜的介电常数，像大多数金属一样，在自由空间中为$\varepsilon = \varepsilon_0 \cong 1/36\pi\times10^{-9}$。

解：传导电流密度通过欧姆定律与电场相联系：

[895]

$$J = \sigma E$$

位移电流密度为：

$$\varepsilon_0\frac{\partial E}{\partial t} = \omega\varepsilon_0 E$$

因此传导电流和位移电流的比值为：

$$\frac{I_c}{I_d} = \frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0} = 1.04\times10^{9}$$

因此在铜和大多数的其他金属中，传导电流相比位移电流在幅度上大好几个数量级，这就是为什么位移电流在导体中被忽略的原因。

复习题B.8 求1kHz频率上，海水中的传导电流和位移电流的比值。海水在低频时有$\varepsilon_r \cong 80$和$\sigma \cong 4\,\mathrm{S/m}$。

答案：9×10^5。

有很多对偶性贯穿于电磁和电子工程。例如，我们求解一个约束电压的定律（基尔霍夫电压定律）和一个对偶的约束电流的定律（基尔霍夫电流定律）。类似的，法拉第定律和安培定律也可以被认为是具有类似形式的对偶性。法拉第定律将电动势（磁场沿闭合路径的线积分）与穿过闭合路径所包围的曲面的磁通量的时间变化率联系起来。类似地，安培定律将磁动势（磁场沿闭合路径的线积分）与穿过闭合路径所包围的曲面的电通量的时间变化率联系起来。我们指出法拉第定律是由自感和互感引起的感应电压源的基础。因此，由于对偶性，安培定律是由自身电容和互电容引起的感应电流源的基础。注意到式（B.22）中的安培定律，如果传导电流为0，安培定律可简化为：

$$\oint_C \vec{H}\cdot \mathrm{d}\vec{l} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_S \vec{D}\cdot \mathrm{d}\vec{s} \quad \vec{J}=0 \tag{B.27}$$

因此，穿过表面的电通量的时间变化率为：

$$\psi_e = \int_S \vec{D}\cdot \mathrm{d}\vec{s} \tag{B.28}$$

似乎产生了一个电流源mmf穿过曲线所包围的曲面。 896

电容与电感对偶。考虑在无限大地平面上的两个导体（像球一样），参考电压如图B-14a所示。电荷Q_1和Q_2在球上。这些电荷所产生的电场E和D一些端子在地平面，余下端子在其他范围。我们可以画出自身电容C_1和C_2，以及互电容的等效电路，如图B-14b所示。类似于电感的情况，我们可以得到两个自身电容和互电容之间的电压V_1和V_2为：

$$Q_1 = C_1V_1 + C_{12}V_2 \tag{B.29a}$$

$$Q_2 = C_{12}V_1 + C_2V_2 \tag{B.29b}$$

每个导体中的电流为电荷对时间的导数：

$$I_1 = \frac{\mathrm{d}Q_1}{\mathrm{d}t} = C_1\frac{\mathrm{d}V_1}{\mathrm{d}t} + C_{12}\frac{\mathrm{d}V_2}{\mathrm{d}t} \tag{B.30a}$$

$$I_2 = \frac{\mathrm{d}Q_2}{\mathrm{d}t} = C_{12}\frac{\mathrm{d}V_1}{\mathrm{d}t} + C_2\frac{\mathrm{d}V_2}{\mathrm{d}t} \tag{B.30b}$$

897

如果我们令$V_2=0$，那么从式（B.30b）可知，由第一个导体上的电压的时间变化率所导致的在第二个导体中的电流为：

$$I_2 = C_{12}\frac{\mathrm{d}V_1}{\mathrm{d}t}\bigg|_{V_2=0} \tag{B.31}$$

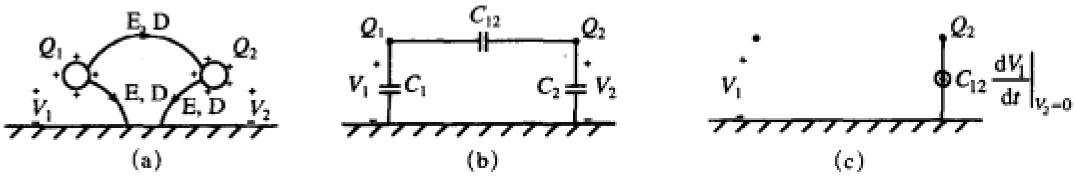
这是我们用电流源来表示的由第一个导体上的电压的时间变化率所导致的在第二个导体中的电流，如图B-14c所示。这是通过如图B-11c所示的互感由第一个环中的电流在第二个环中所感应的电压的对偶。我们常常利用这个概念在两个耦合电路之间建立等效电路。通过对偶性，如果我们具有由互感引起的感应电压，那么我们必须考虑由互电容引起的感应电流，否则，特性的描述是不完整的。

安培定律的微分形式可以通过将斯托克斯定律应用于式（B.22）来得到：

$$\nabla\times\vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \tag{B.32a}$$

将叉乘结果代入并令等式左右两边相应项分别相等，得到以下三个等式：

$$\frac{\partial H_z}{\partial y}-\frac{\partial H_y}{\partial z}=J_x+\frac{\partial D_x}{\partial t}$$
$$\frac{\partial H_x}{\partial z}-\frac{\partial H_z}{\partial x}=J_y+\frac{\partial D_y}{\partial t} \quad (B.32b)$$
$$\frac{\partial H_y}{\partial x}-\frac{\partial H_x}{\partial y}=J_z+\frac{\partial D_z}{\partial t}$$



图B-14 自电容和互电容的举例说明

复习题B.9 判断以下场量是否满足自由空间（$\vec{J}_c=0$）中的安培定律：

$$\vec{D}=D_m\sin x\sin t\vec{a}_y, \quad \vec{H}=D_m\cos x\cos t\vec{a}_z$$

答案：是。

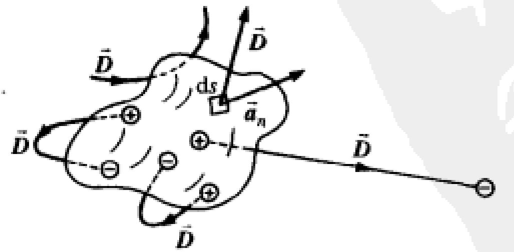
B.2.3 高斯定律

电场的高斯定律用积分形式来表示如下：

898

$$\oint_S \vec{D}\cdot\vec{ds}=\int_v \rho_v\,dv \quad (B.33)$$

其中ρ_v是自由电荷体密度，单位是库仑每立方米（C/m^3）。电场的高斯定律规定流出闭合面S的净电通量密度矢量等于被闭合面所包围的净正电荷。图B-15举例说明了这一点。由正电荷出发的电力线必须终止于等量的负电荷。在闭合面上对$\vec{D}$进行积分只能得到此闭合面所包围的净正电荷。应当注意的是正如法拉第定律所表示的那样，时变磁场也可以产生电力线。那些形成闭合路径，从闭合面出入的电力线对于高斯定律没有贡献。



图B-15 电场高斯定律举例。穿过闭合面的净电通量$\vec{D}$等于闭合面所包围的净正电荷，开始于正电荷的电力线必须终止于负电荷

式（B.33）是高斯定律的积分形式。为了得到其微分形式，我们对式（B.33）运用散度定理得：

$$\nabla\cdot\vec{D}=\rho_v \quad (B.34a)$$

代入求散度运算得到：

$$\frac{\partial D_x}{\partial x}+\frac{\partial D_y}{\partial y}+\frac{\partial D_z}{\partial z}=\rho_v \tag{B.34b}$$

对磁场用高斯定律得到有关的积分形式的结果为：

$$\oint_S \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{s}=0 \tag{B.35}$$

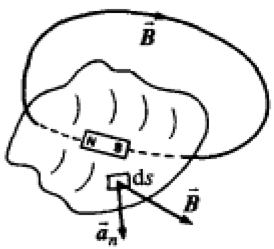
这个结果意味着所有的磁力线都是闭合的，也就是说，磁场中没有（已知）独立的源。如图B-16所示的一个例子，如果我们想要分开一块永久性磁铁，那我们就会发现，新的N-S极将在这些分开的磁铁两端重新形成。在式（B.35）中应用散度定理可得到针对磁场的高斯定律的微分形式：

$$\nabla\cdot\vec{B}=0 \tag{B.36a}$$

899

代入求散度运算，可以得到：

$$\frac{\partial B_x}{\partial x}+\frac{\partial B_y}{\partial y}+\frac{\partial B_z}{\partial z}=0 \tag{B.36b}$$



图B-16 针对磁场的高斯定律举例。通过闭合面的总磁通量 $\vec{B}$ 为零，没有独立的磁场源或转发器，所有磁力线必须是闭合曲线

复习题B.10 判断以下场量是否满足自由空间（$\rho_v=0$）中的高斯定理：

$$\vec{D}=D_m\sin x\sin t\vec{a}_y,\quad \vec{B}=B_m\cos x\cos t\vec{a}_z$$

答案：是。

B.2.4 电荷守恒定理

电荷既不能被创造也不能被消灭，这一重要结论的数学表达式为：

$$\oint_S \vec{J}\cdot \mathrm{d}\vec{s}=-\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_v \rho_v\,\mathrm{d}v \tag{B.37}$$

对于这一结论更通俗的说法是任何从一闭合面流出的电流都意味着该闭合面包围的体积v内的电荷的减少。在式（B.37）中运用散度定理可得到其微分形式如下：

$$\nabla\cdot\vec{J}=-\frac{\partial\rho_v}{\partial t} \tag{B.38a}$$

展开此式得：

$$\frac{\partial J_x}{\partial x}+\frac{\partial J_y}{\partial y}+\frac{\partial J_z}{\partial z}=-\frac{\partial\rho_v}{\partial t} \tag{B.38b}$$

应该指出的是法拉第定律、安培定律、高斯定律、同时也包括电荷守恒定理，共同

构成了麦克斯韦方程组，这五个等式并不是完全独立的。要完整地描述电磁场的特性同时需要法拉第定律、安培定律和电荷守恒定理[1]。电荷守恒定理由安培定律和高斯定理得出[1]。

B.2.5 媒质的本构参数

麦克斯韦方程组包含五个未知矢量：$\vec{E}$、$\vec{B}$、$\vec{D}$、$\vec{H}$和$\vec{J}$，这些矢量之间存在着本质的联系。电磁场存在于媒质材料中，这些媒质有着各种不同的特性。最简单最常见的媒质类型就是简单媒质，在这样的媒质中各矢量由如下等式简单地联系起来：

900

$$\vec{D}=\varepsilon\vec{E} \tag{B.39a}$$

$$\vec{B}=\mu\vec{H} \tag{B.39b}$$

$$\vec{J}_c=\sigma\vec{E} \tag{B.39c}$$

电流密度$\vec{J}$也包含外加电流$\vec{J}_s$，外加电流可看作为场源。这样，在安培定律中$\vec{J}=\vec{J}_c+\vec{J}_s$。等式中的系数$\varepsilon$、$\mu$、$\sigma$分别是媒质的介电常数、磁导率和电导率。$\varepsilon$的单位是法拉每米（F/m），或单位长度的电容；$\mu$的单位是亨利每米（H/m），或每单位长度的电感；$\sigma$的单位是西门子每米（S/m），或每单位长度的电导。把式（B.39）代入法拉第定律和安培定律中可得到简单媒质中的麦克斯韦方程组：

$$\nabla\times\vec{E}=-\mu\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} \tag{B.40a}$$

$$\nabla\times\vec{H}=\sigma\vec{E}+\varepsilon\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}+\vec{J}_s \tag{B.40b}$$

因此式（B.40）给出了$\vec{E}$和$\vec{H}$ 6个分量的6个等式。一旦求出$\vec{E}$和$\vec{H}$，我们就可以通过式（B.39）得到$\vec{D}$、$\vec{B}$和$\vec{J}_c$。本教材的重点是研究简单媒质中的电磁场，因此式（B.40）中的等式尤为重要。

场矢量可由式（B.39）联系起来的简单媒质被认为是线性、均匀和各向同性的媒质。在非线性媒质中，$\vec{D}$是$\vec{E}$的振幅的函数，$\vec{B}$是$\vec{H}$的振幅的函数，$\vec{J}_c$是$\vec{E}$的振幅的函数。铁磁体就是非线性媒质的一个例子。在这种媒质中，$|\vec{B}|$和$|\vec{H}|$通过熟悉的磁滞曲线相联系。换句话说，我们可以把各特性参数写成$\varepsilon(E)$、$\mu(H)$和/或$\sigma(E)$。在非均匀媒质中，媒质的特性参数是位置的函数，例如$\varepsilon(x,y,z)$、$\mu(x,y,z)$和/或$\sigma(x,y,z)$。非均匀媒质的一个例子是绝缘导线和印制电路板，其中电场部分存在于$\varepsilon_r=1$的空气中，部分存在于$\varepsilon_r\neq1$的绝缘材料中。最后，在各向异性的媒质中，$\vec{E}$不平行于$\vec{D}$，$\vec{B}$不平行于$\vec{H}$，$\vec{J}_c$也不平行于$\vec{E}$。铁氧体就是各向异性媒质的一个例子。这类材料通常被用来制作微波设备，比如循环器。由于在非线性、非均匀和各向异性的媒质中求解麦克斯韦方程值很困难，所以有可能的话，就尽量把媒质近似为简单媒质。

901

介电常数和磁导率与自由空间的介电常数：

$$\varepsilon_0\doteq\frac{1}{36\pi}\times10^{-9} \tag{B.41a}$$

$$\mu_0=4\pi\times10^{-7} \tag{B.41b}$$

的关系为：

$$\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0 \tag{B.42a}$$

$$\mu = \mu_r \mu_0 \tag{B.42b}$$

其中ε_r为相对介电常数，μ_r为相对磁导率。

B.3 边界条件

麦克斯韦方程组是微分方程，与其他微分方程没有什么不同，因此，它们有无穷多个解。普通的微分方程，如在集总参数电路中出现的方程具有无穷多个解，为了限定特解就需要规定某种初始条件。当应用于具体的媒质中时，像麦克斯韦方程组那样的偏微分方程需要规定边界条件以从无限多个可能的解中确定解。下面将要阐述边界条件，读者可以参考文献[1，2]来推导边界条件。

902

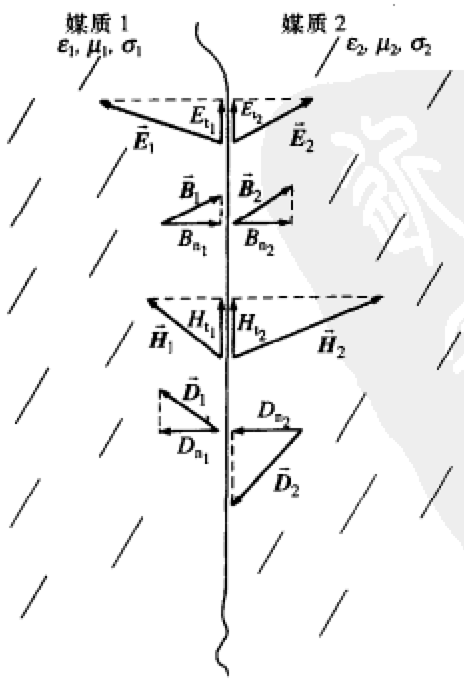
首先我们考虑如图B-17所示的两种物理媒质的边界，媒质#1的特性参数是ε_1、μ_1和σ_1，而媒质#2的特性参数为ε_2、μ_2和σ_2。这两种媒质没必要一定是简单媒质才能使下面的边界条件成立。当场矢量穿过两种媒质的边界时，边界条件提供了场矢量各分量的约束关系。电场强度矢量$\vec{E}$的切向分量和磁场强度矢量$\vec{H}$的法向分量在穿过两种物理媒质的分界面时必须保持连续：

$$E_{t_1} = E_{t_2} \tag{B.43a}$$

$$H_{t_1} = H_{t_2} \tag{B.43b}$$

同样，电通密度矢量$\vec{D}$的法向分量和磁通密度矢量$\vec{B}$的法向分量在两种物理媒质的边界面上必须保持连续：

903



图B-17 两种媒质分界面上的边界条件举例

$$D_{n_1} = D_{n_2} \tag{B.44a}$$

$$B_{n_1} = B_{n_2} \tag{B.44b}$$

这样的边界条件如图B-17所示。由式（B.44a）所给出的电通密度矢量$\vec{D}$的法向分量的连续性是*假设在边界面上没有电荷存在和驻留*。例如，在把猫的皮毛与尼龙摩擦的情况下，电荷会发生分离，只有净电荷留在两个分界面上。这对于静电放电（ESD）问题的研究是十分重要的。

到此为止，我们所讨论的媒质都是*真实存在的物理媒质*，也就是物理上真正存在的媒质。但我们也有必要采用某种理想化的数学媒质的概念。尽管它们在物理上并不真正存在，但它们能使数学计算简化，而且能合理近似某种物理媒质。这种理想化的主要媒质是*理想导体*，它们的特性是具有无穷大的导电率，$\sigma=\infty$。无穷大导电率的影响是使理想导电体中的所有场为零：$\vec{E}_2=0$，$\vec{D}_2=0$，$\vec{H}_2=0$，$\vec{B}_2=0$[1, 2]。由于媒质#2（理想导体）中的所有场都为零，因此，在其边界上的法向分量和切向分量也为零，如图B-18所示。这就要求$\vec{E}_1$的切向分量在边界面上必须为零：

$$E_{t_1}=0,\quad \sigma_2=\infty \tag{B.45a}$$

同样，在边界面上$\vec{B}_1$的法向分量也必须为零：

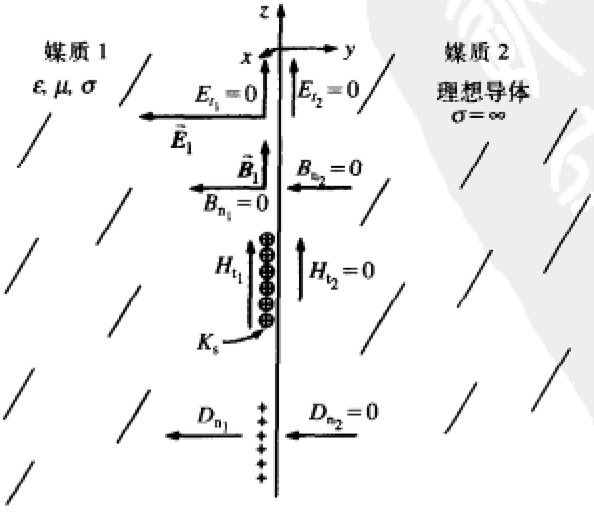
$$B_{n_1}=0,\ \sigma_2=\infty \tag{B.45b}$$

这样，我们就不能简单地要求H_{t_1}和D_{n_1}都为零，否则媒质#1中的场将是不符合规定[1]。最终的要求是：

$$H_{t_1}=K_s \quad \sigma_2=\infty \tag{B.45c}$$

$$D_{n_1}=\rho_s \quad \sigma_2=\infty \tag{B.45d}$$

参数K_S表示*存在于表面上的表面电流密度*，K_S的单位是安培每米（A/m），它代表了沿边界面每单位长度表面上所分布的电流[1]。表面电流密度K_S与$\vec{H}$的切向分量H_{t_1}正交。同样，由式（B.45d）给出的参数ρ_S表示*存在于表面上的表面电荷密度*，ρ_S的单位是库仑每平方米（C/m²），它代表了边界面上的电荷（自由电荷）的分布[1]。

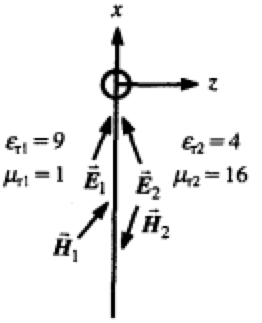


图B-18 当媒质是理想导体时的边界条件举例

例B.10 如图B-19所示为两种媒质的边界，边界位于xy面内。在媒质1的边界上的电场强度矢量为：

$$\vec{E}_1 = 2\vec{a}_x + 3\vec{a}_y + 4\vec{a}_z \quad \text{V/m}$$

求在媒质2的边界上的电场强度矢量和电通量密度矢量。



图B-19 例B.10

解： 回想一下，我们可以用 $\vec{D} = \varepsilon_r\varepsilon_0\vec{E}$ 将 $\vec{E}$ 转换为 $\vec{D}$。与边界相切的 $\vec{E}$ 的分量为：

$$\vec{E}_{t1} = 2\vec{a}_x + 3\vec{a}_y$$

由于它们在边界上连续，所以：

$$\vec{E}_{t2} = 2\vec{a}_x + 3\vec{a}_y$$

与边界垂直的 $\vec{D}$ 的分量为：

$$\vec{D}_{n1} = \varepsilon_{r1}\varepsilon_0\vec{E}_{n1} = 9\varepsilon_0(4\vec{a}_z) = 36\varepsilon_0\vec{a}_z$$

由于它们在边界上连续，所以：

$$\vec{D}_{n2} = 36\varepsilon_0\vec{a}_z$$

我们已知了在边界另一侧的 $\vec{E}$ 的切向分量和 $\vec{D}$ 的法向分量，因此我们可以简单地利用关系式 $\vec{D} = \varepsilon_r\varepsilon_0\vec{E}$ 就可以在该媒质中将一个场量转化为另一个。例如 $\vec{E}$ 的法向分量可由 $\vec{D}$ 的法向分量求得：

$$\vec{E}_{n2} = \frac{\vec{D}_{n2}}{\varepsilon_{r2}\varepsilon_0} = \frac{36\varepsilon_0}{4\varepsilon_0}\vec{a}_z = 9\vec{a}_z$$

类似地，可由 $\vec{E}$ 的切向分量求得 $\vec{D}$ 的切向分量，为：

$$\vec{D}_{t2} = \varepsilon_{r2}\varepsilon_0\vec{E}_{t2} = 4\varepsilon_0(2\vec{a}_x + 3\vec{a}_y) = 8\varepsilon_0\vec{a}_x + 12\varepsilon_0\vec{a}_y$$

现在我们可以构成边界另一侧上的矢量：

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{t2} + \vec{E}_{n2} = 2\vec{a}_x + 3\vec{a}_y + 9\vec{a}_z$$

和：

$$\vec{D}_2 = \vec{D}_{t2} + \vec{D}_{n2} = 8\varepsilon_0\vec{a}_x + 12\varepsilon_0\vec{a}_y + 36\varepsilon_0\vec{a}_z$$

可观察到 $\vec{D}_2 = \varepsilon_{r2}\varepsilon_0\vec{E}_2$，其中 $\varepsilon_{r2} = 4$。

复习题B.11 在例B.10中，媒质1中的边界处的磁通密度矢量为：

$$\vec{B}_1 = 5\vec{a}_x + 6\vec{a}_y + 7\vec{a}_z$$

求媒质2中的边界处的磁场强度矢量。

答案： $\vec{H}_2 = (5/\mu_0)\vec{a}_x + (6/\mu_0)\vec{a}_y + (7/16\mu_0)\vec{a}_z$。

B.4 正弦稳定状态

随时间变化的场矢量不受任何特定函数形式的限制。然而，本文中我们所感兴趣的主要是这些场矢量随时间作*正弦变化*的情况。我们假设场存在足够长的时间，使所有的瞬态都衰减为零，只剩下*正弦稳定状态*。这可以起到简化数学运算的作用，其技巧与附录A中讨论的集总参数电路中的正弦稳态分析没有什么不同。例如，电场强度矢量的x分量的相量形式如下：

905

906

907

$$\hat{E}_x(x,y,z)=E_{xm}(x,y,z)e^{j\theta_x(x,y,z)}=E_{xm}\angle\theta_x \tag{B.46}$$

相量是一个复数，用符号上面的“ ˆ ”来表示。相量的时域形式可通过将相量与$e^{j\omega t}$相乘并取其结果的实部而获得。这是一种非常重要的方法，在很多场合都会用到。例如：

$$\begin{aligned}E_x(x,y,z,t)&=\mathrm{Re}\{\hat{E}_x(x,y,z)e^{j\omega t}\}\\&=\mathrm{Re}\{E_{xm}\angle\theta_x e^{j\omega t}\}\\&=\mathrm{Re}\{E_{xm}e^{j(\omega t+\theta_x)}\}\\&=\mathrm{Re}\{E_{xm}\cos(\omega t+\theta_x)+jE_{xm}\sin(\omega t+\theta_x)\}\\&=E_{xm}\cos(\omega t+\theta_x)\end{aligned} \tag{B.47}$$

其中，Re{ }表示对括号里的复数取实部。

为了求解正弦激励下的麦克斯韦方程组，我们用相量乘以$e^{j\omega t}$的形式来代替场矢量。这种形式的场矢量对时间t的微分如下：

$$\frac{\partial}{\partial t}\hat{\vec{E}}(x,y,z)e^{j\omega t}=j\omega\hat{\vec{E}}(x,y,z)e^{j\omega t} \tag{B.48}$$

因此，改为相量形式的话，可以将所有的偏微分都用$j\omega$来代替：$\partial/\partial t=j\omega$。这种非常重要的特性可以使麦克斯韦方程组的求解得到相当大的简化。替换场矢量的形式并删去方程两边都有的$e^{j\omega t}$我们就可以得到*麦克斯韦方程组的相量形式*。如果媒质是线性的，均匀的，各向同性的（一种简单媒质），那么麦克斯韦方程组的相量形式可以写成为：

$$\oint_C\hat{\vec{E}}\cdot d\vec{l}=-j\omega\mu\int_S\hat{\vec{H}}\cdot d\vec{s},\qquad \nabla\times\hat{\vec{E}}=-j\omega\mu\hat{\vec{H}} \tag{B.49a}$$

$$\oint_C\hat{\vec{H}}\cdot d\vec{l}=(\sigma+j\omega\varepsilon)\int_S\hat{\vec{E}}\cdot d\vec{s}+\int_S\hat{\vec{J}}_s,\qquad \nabla\times\hat{\vec{H}}=(\sigma+j\omega\varepsilon)\hat{\vec{E}}+\hat{\vec{J}}_s \tag{B.49b}$$

$$\oint_S\hat{\vec{H}}\cdot d\vec{s}=0,\qquad \nabla\cdot\hat{\vec{H}}=0 \tag{B.49c}$$

$$\oint_S\hat{\vec{E}}\cdot d\vec{s}=\frac{1}{\varepsilon}\int_v\hat{\rho}_v\,dv,\qquad \nabla\cdot\hat{\vec{E}}=\frac{\hat{\rho}_v}{\varepsilon} \tag{B.49d}$$

$$\oint_S\hat{\vec{J}}\cdot d\vec{s}=-j\omega\int_v\hat{\rho}_v\,dv,\qquad \nabla\cdot\hat{\vec{J}}=-j\omega\hat{\rho}_v \tag{B.49e}$$

这里，介电常数、磁导率和导电率可能都是频率的函数，如$\varepsilon(f)$、$\mu(f)$和$\sigma(f)$，就如通常材料的媒质的特性参数一样。

908

B.5　功率流

电场强度矢量$\vec{E}$的单位是V/m，而磁场强度矢量$\vec{H}$的单位是A/m。因此，这两个矢量的乘积是功率密度的单位，或者说是瓦特每平方米（W/m²）。但是这两个矢量的乘积有两种可能性：点乘和叉乘。有结论认为叉乘对于与功率流有关的*功率密度矢量或坡印廷矢量*$\vec{S}$更有意义[1, 2]。坡印廷矢量定义为：

$$\vec{S}=\vec{E}\times\vec{H} \tag{B.50}$$

利用矢量恒等式，上式可以表示为[1]：

$$-\oint_S\vec{S}\cdot d\vec{s}=\int_v\vec{E}\cdot\vec{J}\,dv+\int_v\left(\vec{E}\cdot\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}+\vec{H}\cdot\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}\right)dv \tag{B.51}$$

式（B.51）左边那一项表示流入体积内的$\vec{S}$的净通量。右边第一项表示体积内消耗的功率，而第二项表示体积内储存的能量随时间的变化率[1]。前面定义的坡印亭矢量$\vec{S}$表示瞬时功率。在正弦稳态激励的情况下，我们对平均功率感兴趣。为了确定功率的平均值，我们定义坡印亭矢量的相量如下：

$$\hat{\vec{S}} = \hat{\vec{E}} \times \hat{\vec{H}}^* \tag{B.52}$$

其中，$\hat{A}^*$表示$\hat{A}$的共轭复数。平均功率密度即坡印亭矢量为：

$$\vec{S}_{av} = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\{\hat{\vec{S}}\} \quad (\mathrm{W/m^2}) = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\{\hat{\vec{E}} \times \hat{\vec{H}}^*\} \tag{B.53}$$

909

式（B.53）中的电场和磁场以峰值形式给出，如果它们以RMS（有效值）形式给出的话，消去系数1/2，这是RMS对表达式带来的唯一的影响：1/2不出现在功率表达式中。

B.6 均匀平面波

现在我们开始讨论电波传播的最简单形式：均匀平面波。我们起初考虑均匀平面波时，并不仅仅是因为这种类型的波很简单，还因为沿传输线和波导传输的波以及由天线发射的波与均匀平面波有惊人的相似。因此，许多其他类型的波的传播结构和特性会更容易被理解。

在这个名称中有两个非常重要的术语：均匀和平面。术语“平面”意味着在空间任一点，电场强度和磁场强度矢量都在同一个平面内，并且在任何两个不同点处的平面都是相互平行的。术语“均匀”意味着$\vec{E}$和$\vec{H}$在每个平面上的位置都是相互独立的。为了不失一般性，我们假设电场强度和磁场强度矢量都在平面xy内，并选择电场强度矢量的方向在x方向，如图B-20所示：

$$\vec{E} = E_x(z, t)\vec{a}_x \tag{B.54}$$

一个场矢量是均匀场矢量的准则意味着它们必须独立于x和y坐标：

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = \frac{\partial E_x}{\partial y} = 0 \tag{B.55}$$

由此，场矢量只能是z的函数，当然它也是t的函数，如式（B.54）。把式（B.54）代入法拉第定律，并利用式（B.55）可知，磁场只有y分量：

$$\vec{H} = H_y(z, t)\vec{a}_y \tag{B.56}$$

因此，$\vec{E}$和$\vec{H}$是正交的，且同位于xy面内。很简单，因为电波在xy面内是均匀的，我们得到：

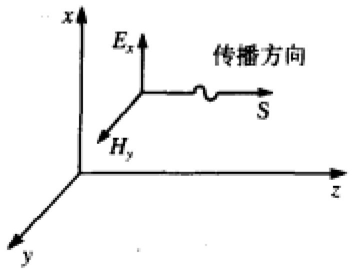
$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = \frac{\partial H_y}{\partial y} = 0 \tag{B.57}$$

910

把这些结果代入法拉第定律和安培定律，可得到没有外加源时，简单媒质中有关场矢量的微分方程[1, 2]：

$$\frac{\partial E_x(z, t)}{\partial z} = -\mu\frac{\partial H_y(z, t)}{\partial t} \tag{B.58a}$$

$$\frac{\partial H_y(z, t)}{\partial z} = -\sigma E_x(z, t) - \varepsilon\frac{\partial E_x(z, t)}{\partial t} \tag{B.58b}$$



图B-20 均匀平面波举例

对于场矢量的正弦稳态变量，式（B.58）中的结果可以简化为：

$$\frac{\mathrm{d}\hat{E}_x(z)}{\mathrm{d}z} = -\mathrm{j}\omega\mu\hat{H}_y(z) \tag{B.59a}$$

$$\frac{\mathrm{d}\hat{H}_y(z)}{\mathrm{d}z} = -(\sigma+\mathrm{j}\omega\varepsilon)\hat{E}_x(z) \tag{B.59b}$$

注意，由于相量只是一个变量z的函数，因此我们用常微分代替了偏微分。有一组对偶的一阶常微分方程，可通过其中一个方程对z求导，并代入其他方程中，或相反，以得到一组简化的非对偶的二阶常微分方程，结果如下：

$$\frac{\mathrm{d}^2\hat{E}_x(z)}{\mathrm{d}z^2} = \hat{\gamma}^2\hat{E}_x(z) \tag{B.60a}$$

$$\frac{\mathrm{d}^2\hat{H}_y(z)}{\mathrm{d}z^2} = \hat{\gamma}^2\hat{H}_y(z) \tag{B.60b}$$

这些方程的解都有很简单的形式[1, 2]：

$$\hat{E}_x = \hat{E}_m^+ \mathrm{e}^{-\hat{\gamma}z} + \hat{E}_m^- \mathrm{e}^{\hat{\gamma}z} \tag{B.61a}$$

$$\hat{H}_y = \frac{\hat{E}_m^+}{\hat{\eta}} \mathrm{e}^{-\hat{\gamma}z} - \frac{\hat{E}_m^-}{\hat{\eta}} \mathrm{e}^{\hat{\gamma}z} \tag{B.61b}$$

其中，传播常数为：

911

$$\hat{\gamma} = \sqrt{\mathrm{j}\omega\mu(\sigma+\mathrm{j}\omega\varepsilon)} = \alpha + \mathrm{j}\beta \tag{B.62}$$

固有阻抗为：

$$\hat{\eta} = \sqrt{\frac{\mathrm{j}\omega\mu}{\sigma+\mathrm{j}\omega\varepsilon}} = \frac{\mathrm{j}\omega\mu}{\hat{\gamma}} = \eta\angle\theta_\eta \tag{B.63}$$

式（B.62）中的参数α指的是衰减常数，单位是奈培每米（Np/m）；参数β指的是相位常数，单位是弧度每米（rad/m）。式（B.63）中的参数$\hat{\eta}$指的是媒质的固有阻抗，单位是欧姆（Ω）。用这些参数来表示，式(B.61)的解可写成为：

$$\hat{E}_x = \hat{E}_m^+ \mathrm{e}^{-\alpha z}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\beta z} + \hat{E}_m^- \mathrm{e}^{\alpha z}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\beta z} \tag{B.64a}$$

$$\hat{H}_y = \frac{\hat{E}_m^+}{\eta}\mathrm{e}^{-\alpha z}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\beta z}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\theta_\eta} - \frac{\hat{E}_m^-}{\eta}\mathrm{e}^{\alpha z}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\beta z}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\theta_\eta} \tag{B.64b}$$

把这些复杂的待定常数$\hat{E}_m^+$和$\hat{E}_m^-$写成幅度和角度的形式如$\hat{E}_m^+ = E_m^+\mathrm{e}^{\mathrm{j}\theta^+} = E_m^+\angle\theta^+$和$\hat{E}_m^- = E_m^-\mathrm{e}^{\mathrm{j}\theta^-} = E_m^-\angle\theta^-$，则：

$$\hat{E}_x = E_m^+ e^{-\alpha z} e^{-j\beta z} e^{j\theta^+} + E_m^- e^{\alpha z} e^{j\beta z} e^{j\theta^-} \tag{B.65a}$$

$$\hat{H}_y = \frac{E_m^+}{\eta} e^{-\alpha z} e^{-j\beta z} e^{-j\theta_\eta} e^{j\theta^+} - \frac{E_m^-}{\eta} e^{\alpha z} e^{j\beta z} e^{-j\theta_\eta} e^{j\theta^-} \tag{B.65b}$$

这里我们定义$1\angle\theta = e^{j\theta}$。

其时域形式为：

$$\begin{aligned} E_x &= \mathrm{Re}\{\hat{E}_x e^{j\omega t}\} \\ &= E_m^+ e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \beta z + \theta^+) + E_m^- e^{\alpha z} \cos(\omega t + \beta z + \theta^-) \end{aligned} \tag{B.66a}$$

$$\begin{aligned} H_y &= \mathrm{Re}\{\hat{H}_y e^{j\omega t}\} \\ &= \frac{E_m^+}{\eta} e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \beta z + \theta^+ - \theta_\eta) - \frac{E_m^-}{\eta} e^{\alpha z} \cos(\omega t + \beta z + \theta^- - \theta_\eta) \end{aligned} \tag{B.66b}$$

B.6.1 无耗媒质

研究这些方程组的含义和特性是非常重要的。为了简化分析，我们首先考虑无耗媒质$\sigma=0$中的均匀平面波。在这种情况下，传播常数变为：

$$\alpha = 0 \tag{B.67a}$$

$$\beta = \omega\sqrt{\mu\varepsilon} \qquad (\sigma = 0) \tag{B.67b}$$

912

因为$\alpha=0$，所以电波在（无耗）媒质中传播的时候没有衰减，固有阻抗就变为：

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \qquad (\sigma = 0) \tag{B.68a}$$

$$\theta_\eta = 0 \tag{B.68b}$$

因此，无耗媒质中的场矢量为：

$$E_x = E_m^+ \cos(\omega t - \beta z + \theta^+) + E_m^- \cos(\omega t + \beta z + \theta^-) \tag{B.69a}$$

$$H_y = \frac{E_m^+}{\eta} \cos(\omega t - \beta z + \theta^+) - \frac{E_m^-}{\eta} \cos(\omega t + \beta z + \theta^-) \tag{B.69b}$$

考虑式（B.69a）的第一项$E_m^+ \cos(\omega t - \beta z + \theta^+)$，$E_x$部分表示沿z轴正方向传播的行波，这可以从图B-21中看到。图中，$E_m^+ \cos(\omega t - \beta z + \theta^+)$被画成两个不同固定时刻$t_0$和$t_1>t_0$时的z的函数。注意波形上相应点出现的位置和时间，使其余弦函数的自变量具有相同的值，即：

$$\omega t_0 - \beta z_0 + \theta^+ = \omega t_1 - \beta z_1 + \theta^+$$

这样，我们观察到波形上的a点必须是随时间的增加向z轴的正方向移动，于是：

$$\omega t - \beta z + \theta^+ = 常数$$

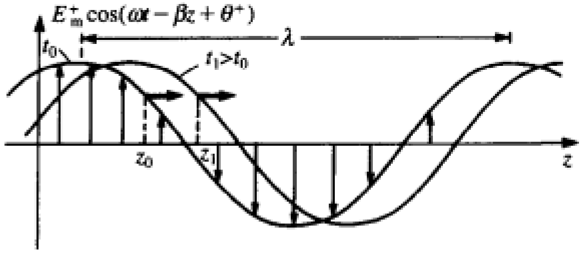
913

由这个表达式推出的结果与时间相联系，就能得到等相位面移动的速度，这指的就是波的相速：

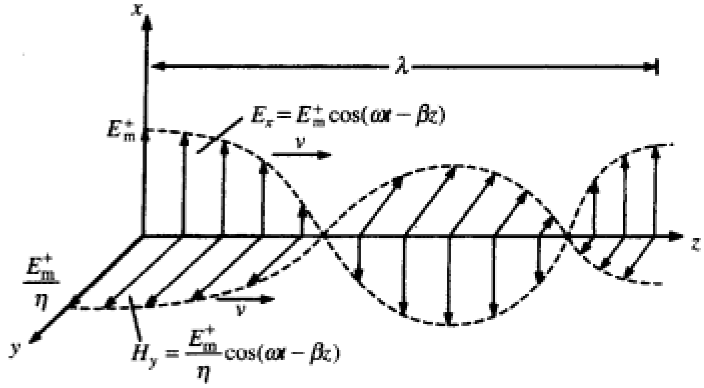
$$v = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \tag{B.70}$$

同样的，我们观察到$E_m^- \cos(\omega t + \beta z + \theta^-)$项表示沿z轴负方向传播的行波，即向后传播的波。为了追踪波形上某点的移动轨迹，余弦函数的自变量必须是一个常数。对磁场强度矢量作类似的观察。可观察到向后传播的波，其磁场强度矢量的方向是沿y轴的负

方向。这是既重要又明显的，因为单个波的能量流方向必须与波的传播方向一致。如图B-22所示为前向电场行波和磁场行波。



图B-21 在固定时刻波在空间的分布举例



图B-22 均匀平面波中的电场和磁场矢量在某一时刻空间的分布举例

参数 $\beta=\omega\sqrt{\mu\varepsilon}$ 指的是相位常数，其单位是弧度每米，所以β随传播距离而同步变化。波形上相对应的相邻点之间的距离称为波长，用λ表示。由图B-21我们可以观察到$\beta\lambda=2\pi$。因为对于无耗媒质，$\beta=\omega\sqrt{\mu\varepsilon}$ 和 $v=1/\sqrt{\mu\varepsilon}$，所以，波长为：

$$\lambda=\frac{2\pi}{\beta}=\frac{v}{f}\tag{B.71}$$

频率增加的结果就是波长变短。注意，由于 $v=1/\sqrt{\mu\varepsilon}$，所以波长是媒质特性的函数。对于典型媒质材料，$\mu\geqslant\mu_0$和$\varepsilon\geqslant\varepsilon_0$，所以，波传播的相速比自由空间中的传播速度慢，波长更短。

在自由空间中，$\mu_0=4\pi\times10^{-7}\,\mathrm{H/m}$，$\varepsilon_0\cong1/36\pi\times10^{-9}\,\mathrm{F/m}$，所以：

$$v_0\cong3\times10^8$$

在300MHz频率处：

$$\lambda_0=\frac{v_0}{f}=1\,\mathrm{m}\quad(f=300\,\mathrm{MHz})$$

同样，

914

$$\lambda_0=1\,\mathrm{cm}\quad(f=30\,\mathrm{GHz})$$
$$\lambda_0=3107\,\mathrm{mile}\ (f=60\,\mathrm{Hz})$$

固有阻抗变为：

$$\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi = 377\,\Omega$$

对于其他任何满足$\varepsilon=\varepsilon_r\varepsilon_0$和$\mu=\mu_r\mu_0$的无耗媒质：

$$v = \frac{v_0}{\sqrt{\varepsilon_r\mu_r}} \tag{B.72a}$$

$$\eta = \eta_0\sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} \tag{B.72b}$$

$$\beta = \beta_0\sqrt{\mu_r\varepsilon_r} \tag{B.72c}$$

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\mu_r\varepsilon_r}} \tag{B.72d}$$

其中，在自由空间中的量我们用下标0表示。

在计算无耗材料媒质中的这些参数时，应利用这些关系式将自由空间中的相应结果转化为媒质中的结果，不需要再次计算v_0和η_0！例如，为了计算750MHz信号的波长，我们需要换算300MHz时，$\lambda=1\text{m}$的结果，并认识到750MHz时的波长必定比300MHz时的波长要短：

$$\lambda_{750\,\text{MHz}} = \frac{300}{750}\times\lambda_{300\,\text{MHz}} = 0.4\,\text{m} = 40\,\text{cm}$$

例B.11　求1GHz的均匀平面波在（a）用于制造印制电路板的玻璃环氧树脂（b）用于制造集成芯片的硅中的本征阻抗、相位常数、传播速度和波长。

解：对于玻璃环氧树脂，$\varepsilon_r=4.7$，$\mu_r=1$，因此：

$$\eta = \eta_0\sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} = 120\pi\sqrt{\frac{1}{4.7}} = 173.9$$

915

$$\beta = \omega\sqrt{\mu\varepsilon} = 2\pi f\frac{\sqrt{\mu_r\varepsilon_r}}{v_0} = 2\pi\times1\times10^9\frac{\sqrt{1\times4.7}}{3\times10^8} = 45.41\,\text{rad/m} = 2601.5$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} = \frac{v_0}{\sqrt{\mu_r\varepsilon_r}} = \frac{3\times10^8}{\sqrt{1\times4.7}} = 1.38\times10^8$$

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{v}{f} = 0.138\,\text{m} = 13.8$$

对于硅，$\varepsilon_r=12$，$\mu_r=1$，因此：

$$\eta = \eta_0\sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} = 120\pi\sqrt{\frac{1}{12}} = 109$$

916

$$\beta = \omega\sqrt{\mu\varepsilon} = 2\pi f\frac{\sqrt{\mu_r\varepsilon_r}}{v_0} = 2\pi\times1\times10^9\frac{\sqrt{1\times12}}{3\times10^8} = 72.55\,\text{rad/m} = 4157$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} = \frac{v_0}{\sqrt{\mu_r\varepsilon_r}} = \frac{3\times10^8}{\sqrt{1\times12}} = 8.66\times10^7$$

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{v}{f} = 8.66$$

例B.12　写出频率为1GHz在大片硅材料中沿$+z$轴方向传播的均匀平面波的相量形式和时域形式。

解：利用前面的例子，相量形式为：

$$\hat{E}_x = E_m^+ e^{-j72.55z}$$

$$\hat{H}_y = \frac{E_m^+}{109} e^{-j72.55z}$$

时域形式为：

$$E_x = E_m^+ \cos(6.28 \times 10^9 t - 72.55z)$$

$$H_y = \frac{E_m^+}{109} \cos(6.28 \times 10^9 t - 72.55z)$$

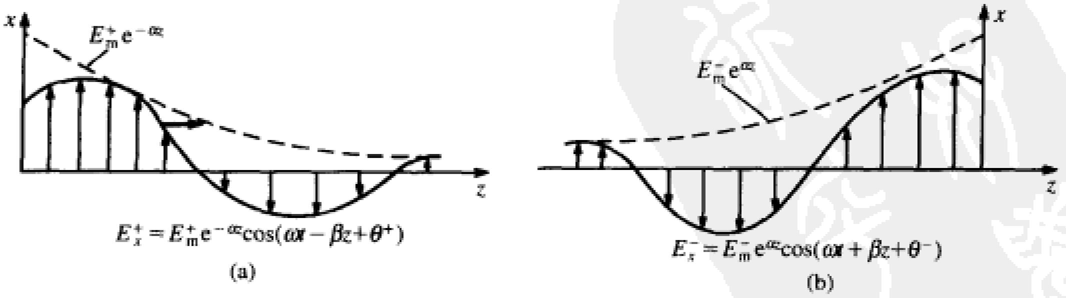
复习题B.12　求聚四氟乙烯（$\varepsilon_r = 2.1$，$\mu_r = 1$）中500kHz的均匀平面波的本征阻抗、传播速度和波长。写出电场和磁场强度矢量的时域表达式。电场方向沿x轴方向，而波的传播方向沿$-z$轴方向。

答案：260Ω，1.52×10^{-2}rad/m，2.07×10^8m/s，414m，$E_x = E_m^- \cos(3.14 \times 10^6 t + 1.52 \times 10^{-2} z)$V/m，$H_y = -E_m^-/260 \cos(3.14 \times 10^6 t + 1.52 \times 10^{-2} z)$ A/m 。

917

B.6.2　有耗媒质

均匀平面波在无耗媒质和有耗媒质中传播时有两个重要的不同点。第一个不同点是传播常数$\hat{\gamma}$在有耗媒质中具有非零的实数α，这将导致在无耗媒质中传播的波应乘以幂指数$e^{-\alpha z}$和$e^{\alpha z}$，如式（B.64）。很显然，仍然有前向行波和后向行波，但是前向行波的振幅为$E_m^+ e^{-\alpha z}$和$(E_m^+/\eta)e^{-\alpha z}$，这两项都随着$z$的增加而减小（在传播方向上），正如图B-23所示，在某一固定时刻，其是z的函数。类似的，后向行波的振幅为$E_m^- e^{\alpha z}$和$(E_m^- e/\eta)^{\alpha z}$，沿$-z$方向，也随着$z$而减小（$z$减小）。因此，出于上述原因，$\hat{\gamma}$的实部$\alpha$指的是衰减常数。



（a）前向行波；（b）后向行波

图B-23　均匀平面波在有耗媒质中的空间特性

无耗媒质和有耗媒质的第二个不同点是有耗媒质的固有阻抗具有非零的相角，$\theta_\eta \neq 0$，而无耗媒质则是$\theta_\eta = 0$。我们注意到前向行波的电场和磁场与后向行波的电磁场一样，都在时域中同相，如图B-22所示。然而，对于固有阻抗的阻抗角为θ_η的有耗媒质而言，将导致每个行波的电场和磁场在时域中相位都相差θ_η。从式（B.63）可以看出$0 \leqslant \theta_\eta \leqslant 45°$。相速度和波长之间的关系也定义为：

$$v=\frac{\omega}{\beta} \tag{B.73}$$

$$\lambda=\frac{2\pi}{\beta}=\frac{v}{f} \tag{B.74}$$

然而，对于有耗媒质，传播常数$\hat{\gamma}$的虚部β，不再等于$\omega\sqrt{\mu\varepsilon}$。 918

例B.13 求铜（$\sigma=5.8\times10^7$S/m，$\varepsilon_r=1$，$\mu_r=1$）在1MHz时的衰减常数和相位常数。

解：由传播常数可得：

$$\hat{\gamma}=\sqrt{\left(\mathrm{j}\underbrace{2\pi\times10^6}_{\omega}\times\underbrace{1\times4\pi\times10^{-7}}_{\mu}\right)\left(\underbrace{5.8\times10^7}_{\sigma}+\mathrm{j}\underbrace{2\pi\times10^6}_{\omega}\times\underbrace{1\times\frac{1}{36\pi}\times10^{-9}}_{\varepsilon}\right)}$$

$$=\sqrt{-4.39\times10^{-4}+\mathrm{j}4.58\times10^8}$$

$$=\sqrt{4.58\times10^8\angle 90^\circ}$$

$$=2.14\times10^4\angle 45^\circ$$

$$=\underbrace{1.51\times10^4}_{\alpha}+\mathrm{j}\underbrace{1.51\times10^4}_{\beta}$$

919

复习题B.13 求海水（$\sigma=4$S/m, $\varepsilon_r=81$, $\mu_r=1$）在1MHz时的衰减常数和相位常数。

答案：$\alpha=3.97$，$\beta=3.98$rad/m$=228$deg/m。

例B.14 求铜在1MHz时的本征阻抗。

解：铜的电导率为$\sigma=5.8\times10^7$S/m，相对介电常数和磁导率为1，因此本征阻抗为：

$$\hat{\eta}=\sqrt{\frac{\mathrm{j}\omega\mu}{\sigma+\mathrm{j}\omega\varepsilon}}$$

$$=\sqrt{\frac{\left(\mathrm{j}\underbrace{2\pi\times10^0}_{\omega}\times\underbrace{1\times4\pi\times10^{-7}}_{\mu}\right)}{\left(\underbrace{5.8\times10^7}_{\sigma}+\mathrm{j}\underbrace{2\pi\times10^6}_{\omega}\times\underbrace{1\times\frac{1}{36\pi}\times10^{-9}}_{\varepsilon}\right)}}$$

$$=\sqrt{1.36\times10^{-7}\angle 90^\circ}$$

$$=3.69\times10^{-4}\angle 45^\circ$$

所以，$\eta=3.69\times10^{-4}$和$\theta_\eta=45^\circ$。

复习题B.14 求海水（$\sigma=4$S/m, $\varepsilon_r=81$, $\mu_r=1$）在1MHz时的本征阻抗。

答案：$\hat{\eta}=1.4\angle 45^\circ$。

例B.15 求铜导体中1MHz时波的传播速度和波长。 920

解：由于铜的$\sigma=5.8\times10^7$S/m，$\varepsilon_r=1$，$\mu_r=1$，所以由例B.13可得，$\beta=1.51\times10^4$rad/m，因此：

$$v=\frac{2\pi\times10^6}{1.51\times10^4}=416$$

波长为：

$$\lambda = \frac{2\pi}{1.51\times 10^4} = 4.16\times 10^{-4}\,\mathrm{m} = \frac{v}{f}$$

复习题B.15　求海水中1MHz时波的传播速度和波长。

答案：1.58×10^6m/s，1.58m。

例B.16　写出铜导体中频率为1MHz沿$-z$轴方向传播的波的电场和磁场矢量的时域表达式。

解：从式（B.66）和上述例子的结果，我们得到：

$$E_x = E_m^- e^{1.51\times 10^4 z}\cos(6.28\times 10^6 t + 1.51\times 10^4 z)$$

$$H_y = -\frac{E_m^-}{3.69\times 10^{-4}} e^{1.51\times 10^4 z}\cos(6.28\times 10^6 t + 1.51\times 10^4 z - 45°)$$

可观察到由于限定场沿负z轴（$-z$）方向传播，所以表示衰减的指数和表示相移的项前面的符号都是正的，而观察到本征阻抗角的符号常常是负的，因为本征阻抗在$\hat{H}_y$的相量表达式中占主导地位。同时，由于波沿负z轴方向传播，$\vec{E}\times\vec{H}$的方向也就必须为负z轴方向，所以$\hat{H}_y$的符号是负的。

复习题B.16　写出频率为1MHz的波在海水中沿$-z$方向传播时电磁场矢量的时域表达式。

答案：$E_x = E_m^- e^{3.97z}\cos(6.28\times 10^6 t + 3.98z)$

921　$H_y = (-E_m^-/1.4)e^{3.97z}\cos(6.28\times 10^6 t + 3.98z - 45°)$。

B.6.3　功率流

均匀平面波的平均功率密度，即坡印亭矢量为：

$$\vec{S}_{av} = \tfrac{1}{2}\mathrm{Re}\{\hat{\vec{E}}\times\hat{\vec{H}}^*\} = \tfrac{1}{2}\mathrm{Re}\{\hat{E}_x\vec{a}_x\times\hat{H}_y^*\vec{a}_y\} = \tfrac{1}{2}\mathrm{Re}\{\hat{E}_x\hat{H}_y^*\}\vec{a}_z \qquad (B.75)$$

考虑有耗媒质中的前向行波，相量场为：

$$\hat{E}_x = E_m^+ e^{-\alpha z}e^{-j\beta z}e^{j\theta^+} \qquad (B.76a)$$

$$\hat{H}_y = \frac{E_m^+}{\eta}e^{-\alpha z}e^{-j\beta z}e^{-j\theta_\eta}e^{j\theta^+} \qquad (B.76b)$$

因此，坡印亭矢量为：

$$\vec{S}_{av} = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left\{\frac{E_m^{+2}}{\eta}e^{-2\alpha z}e^{j\theta_\eta}\right\} = \frac{E_m^{+2}}{2\eta}e^{-2\alpha z}\cos(\theta_\eta)\vec{a}_z \qquad (B.77)$$

例B.17　一个1MHz、10V/m的均匀平面波在一块铜材料中传播。求该平面波在表面积为$2\mathrm{m}^2$的铜材料中传播1μm距离时所消耗的功率。

解：衰减常数和本征阻抗由例B.13和例B.14求得为$\alpha = 1.51\times 10^4$和$\hat{\eta} = 3.69\times 10^{-4}\angle 45°$。因此，铜材料中所消耗的功率与利用式（B.77）计算得到的进入铜材料和离开铜材料的功率不同。

$$P_{dissipated} = P_{av}|_{z=0} - P_{av}|_{z=1\mu m}$$

$$= \frac{|\hat{E}_m|^2}{2\eta}\cos(\theta_\eta)A - \frac{|\hat{E}_m|^2}{2\eta}e^{-2\alpha 1\,\mu m}\cos(\theta_\eta)A$$

$$= \frac{|\hat{E}_m|^2}{2_\eta}\cos(\theta_\eta)A(1 - e^{-2\alpha l\ \mu m})$$

$$= \frac{1}{2 \times 3.69 \times 10^{-4}}\cos(45°)(2\,m^2)(1 - e^{-2\times 1.51\times 10^4\times 10^{-6}})$$

$$= 57$$

922

复习题B.17 一个1MHz、10V/m的均匀平面波在海水中传播。求该平面波在表面积为2m²的海水中传播1mm距离所消耗的功率。

答案：0.4W。

B.6.4 导体与介质

注意由媒质的损耗给麦克斯韦方程组带来的变化只出现在安培定律中。对于$\sigma \neq 0$，安培定律可以写成为：

$$\nabla \times \vec{\hat{H}} = (\sigma + j\omega\varepsilon)\vec{\hat{E}} \tag{B.78}$$

与无耗媒质的上述表达式相比（$\sigma=0$）：

$$\nabla \times \vec{\hat{H}} = j\omega\varepsilon\vec{\hat{E}} \tag{B.79}$$

我们看到，可以先从无耗媒质的情况推出结果，然后用复介电常数来代替针对无耗媒质结果中的ε，以使该结果中包含损耗：

$$\hat{\varepsilon} = \varepsilon\left(1 - j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right) \tag{B.80}$$

$\sigma/\omega\varepsilon$项指的是媒质的接触损耗，是频率的函数。各种不同材料接触损耗的数值可用实验的方法测量得到，并且可在手册中将几个频点上的值制成表格。注意在安培定律中电流包含两部分：传导电流密度$\vec{\hat{J}}_c = \sigma\vec{\hat{E}}$和位移电流密度$\vec{\hat{J}}_d = j\omega\varepsilon\vec{\hat{E}}$。正如我们以前所观察到的那样，传导电流代表了能量的损耗机理，而位移电流代表着能量的存储。这两种电流的比值即为衡量材料损耗特性的度量。传导电流和位移电流的相位相差90°。

诸如传导电流与位移电流比值这样的概念提供了一种区分导体和介质的合理方法。根据传导电流是大于还是小于位移电流来把材料分为导体和介质两类：

$$\frac{\sigma}{\omega\varepsilon} \ll 1 \quad \text{良好介质}$$

$$\frac{\sigma}{\omega\varepsilon} \gg 1 \quad \text{良好导体}$$

根据上述准则，依赖于媒质是良导体还是良好介质，传播常数$\hat{\gamma}$与固有阻抗$\hat{\eta}$的计算能够得到简化。 923

首先我们考虑良导体，$\sigma/\omega\varepsilon \ll 1$，传播常数可以写为：

$$\hat{\gamma} = \alpha + j\beta = \sqrt{j\omega\mu(\sigma + j\omega\varepsilon)} = j\omega\sqrt{\mu\varepsilon}\sqrt{1 - j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}} \tag{B.81}$$

因为$\sigma/\omega\varepsilon \ll 1$，所以传播常数可以简化为自由空间的传播常数：$\hat{\gamma} = j\beta = j\omega\sqrt{\mu\varepsilon}$。在无耗媒质中，传播速度实质上也是不变的。固有阻抗可以类似地简化为：

$$\hat{\eta} = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\varepsilon}} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}\frac{1}{1 - j\sigma/\omega\varepsilon}} \cong \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \tag{B.82}$$

在无耗媒质的情况下，固有阻抗实际上也是不变的。

接下来，我们考虑良导体，$\sigma/\omega\varepsilon \gg 1$。传播常数可以写成为：

$$\hat{\gamma} = \sqrt{\mathrm{j}\omega\mu(\sigma + \mathrm{j}\omega\varepsilon)} = \sqrt{\mathrm{j}\omega\mu\sigma\left(1 + \mathrm{j}\frac{\omega\varepsilon}{\sigma}\right)} \cong \sqrt{\mathrm{j}\omega\mu\sigma} = \sqrt{\omega\mu\sigma}\angle 45^\circ \tag{B.83}$$

因此：

$$\alpha = \beta \cong \sqrt{\tfrac{1}{2}\omega\mu\sigma} \tag{B.84}$$

传播速度为：

924

$$v = \frac{\omega}{\beta} \cong \sqrt{\frac{2\omega}{\mu\sigma}} \tag{B.85}$$

固有阻抗为：

$$\hat{\eta} = \sqrt{\frac{\mathrm{j}\omega\mu}{\sigma + \mathrm{j}\omega\varepsilon}} = \sqrt{\frac{\mathrm{j}\omega\mu/\sigma}{1 + \mathrm{j}\omega\varepsilon/\sigma}} \cong \sqrt{\frac{\mathrm{j}\omega\mu}{\sigma}} = \sqrt{\frac{\omega\mu}{\sigma}}\angle 45^\circ = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}}(1 + \mathrm{j}1) \tag{B.86}$$

除了传导损耗机理源于σ，介电特性表现出另一种损耗机理。这一特性可由带束缚电荷的微小电偶极子表征[1, 2]。随着场的频率增加，带束缚电荷的微小电偶极子无法与场完全匹配，而滞后于在场方向上的变化。这种损耗现象同样也可以归咎于材料的复介电常数$\hat{\varepsilon} = \varepsilon' - \mathrm{j}\varepsilon''$。

B.6.5　集肤深度

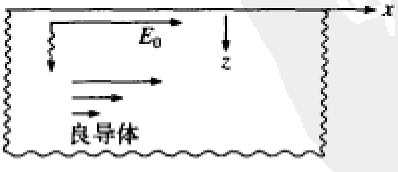
集肤深度的概念出现于整个对电磁场在导电材料媒质中的传播的分析中。考虑有耗媒质中前向行波的传播。如图B-24所示，材料表面位于xy面内，波沿z方向传播，电场为：

925

$$E_x = E_0 \mathrm{e}^{-\alpha z}\cos(\omega t - \beta z) \quad z > 0 \tag{B.87}$$

电流密度为：

$$J_x = \sigma E_x = \sigma E_0 \mathrm{e}^{-\alpha z}\cos(\omega t - \beta z) \quad z > 0 \tag{B.88}$$



图B-24　导体中的集肤深度举例

随着波在有耗媒质中的传播，波的振幅$\sigma E_0 \mathrm{e}^{-\alpha z}$将减弱。经过一个集肤深度的距离$z = \delta = 1/\alpha$以后，振幅将减小1/e或37%。该距离称为集肤深度，用δ表示。如果有耗媒质的质量与良导体一样，我们将利用式（B.84）给出的衰减常数的等式，得：

$$\delta = \frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu\sigma}} \quad （良导体） \tag{B.89}$$

铜的集肤深度的值在表B-1中给出，其中1mile = 0.001in = 2.54×10^{-5}m。当频率增加时，

集肤深度减小。在辐射发射频率范围内，集肤深度会变得极小。例如，铜的集肤深度在100 MHz时是0.006 6mm＝6.6μm＝0.26mile。对于带电流的导体，我们可以认为电流集中在导体表面几个集肤深度处，并邻近引起电流的场。导体的剩余部分实质上没有影响。 926

表B-1 铜的集肤深度

f	δ	f	δ
60Hz	8.5mm	1MHz	2.6mile
1kHz	2.09mm	10MHz	0.82mile
10kHz	0.66mm	100MHz	0.26mile
100kHz	0.21mm	1GHz	0.0823mile

B.7 静态（DC）电磁场的关系式——特例

如果电磁场不随时间而变化，那么麦克斯韦方程组和它们的解能大大简化。读者应当注意电磁学，尤其是EMC中的很多错误都是由在时变的场合下使用静态（dc）场的关系式而导致的，而它们在那种情况下并不适用。然而，在很多情况下，场的变化足够“慢”，使得静态场的结果可给出合理的近似。区分什么时候可用静态场的结果来近似，什么时候不能是很重要的。

B.7.1 静态场（DC）的麦克斯韦方程组

如果电磁场不随着时间而变化，那么所有对时间的微分都为零，麦克斯韦方程组简化为：

定　律	积分形式（DC）	微分（DC）
法拉第定律	$\oint_C \vec{E}\cdot d\vec{l}=0$	$\nabla\times\vec{E}=0$
安培定律	$\oint_C \vec{H}\cdot d\vec{l}=\int_S \vec{J}\cdot d\vec{s}$	$\nabla\times\vec{H}=\vec{J}$
电场高斯定理	$\oint_S \vec{D}\cdot d\vec{s}=\int_v \rho_v dv$	$\nabla\times\vec{D}=\rho_v$
磁场高斯定理	$\oint_S \vec{B}\cdot d\vec{s}=0$	$\nabla\times\vec{B}=0$
电荷守恒定律	$\oint_S \vec{J}\cdot d\vec{s}=0$	$\nabla\times\vec{J}=0$

高斯定理不包含任何对时间的偏微分，所以对于dc或时变场是一样的。法拉第定律的右边包含了通过闭合曲线C的磁通量对时间的偏微分，所以这一项对于静态场为零。所以静态场是守恒的；尤其是，任何静态场沿闭合路径的线积分都常常导致零的结果。这使得不管两点之间的路径是如何取的，两点之间电压的定义是唯一的[1, 2]：

$$V_{ba}=-\int_a^b \vec{E}\cdot d\vec{l} \tag{B.90}$$

注意在dc条件下，法拉第定律表明电场沿闭合路径的线积分为零，也就是沿闭合路径的电压之和等于零。但这是基尔霍夫定律。正如我们以前所看到的，穿过回路的时变磁场将在回路中感应额外的电压，我们通过定义自电感和互电感来“修正”基尔霍夫电压定

927 律，使其包含这些感应电压。

安培定律在公式的右边也包含对时间的偏微分项，即位移电流那一项。在静态条件下，只有自由电荷、传导电流密度才能产生磁场。

最后，电荷守恒定律的公式在右边包含了自由电荷随时间减少的变化率。在静态条件下，此项为零，该结果可以简言之："没有电荷能储存在一点"；无论哪一种电流进入了封闭曲面，它立即就会流出该曲面。但这等效于基尔霍夫电流定律，我们通过定义电容来"修正"基尔霍夫电流定律。

低频场的应用范围

我们能够成功地运用基尔霍夫定律和集总参数电路模型来求解被60Hz工频激励源激励或被直到几MHz频率范围内的激励源激励的电路中的电压和电流。但由于这些频率不是严格的直流，那我们怎样来应用静态场定律呢？答案是电路的电尺寸。如果电路的最大尺寸是电小的，如，小于$\lambda/10$，那么电路两端的相移就不显著，我们就能够侥幸地应用静态场的关系式和集总参数电路来建模和分析。例如，电波经过距离d的传播后，相移为：

$$\phi = \beta d = 2\pi\frac{d}{\lambda}$$

如果距离为$\lambda/10$，则相移为36°。如果距离为$\lambda/100$，则相移为3.6°。集总参数电路分析忽略了该相移，例如电波沿着元件的引线的传播。因此，*如果电路的最大尺寸是电小的，那么我们将忽略相移，将集总参数电路的分析方法作为有效的近似分析方法。*例如，60Hz工频信号的波长为3100mile或5000km！即使是长电源传输线也是电短的，我们可以仅用电阻、电容和电感来建模。即使是我们在实验室搭建的简单电路，如果它用1MHz的信号源来激励，那么由于1MHz时的波长为300m，所以它也是电短的。

虽然这种讨论是无可否认的，作为工程师我们还是习惯于进行合理的假设以简化计算。当做这样的假设时，本部分内容提供了一些基本原理。

B.7.2 二维场和拉普拉斯方程

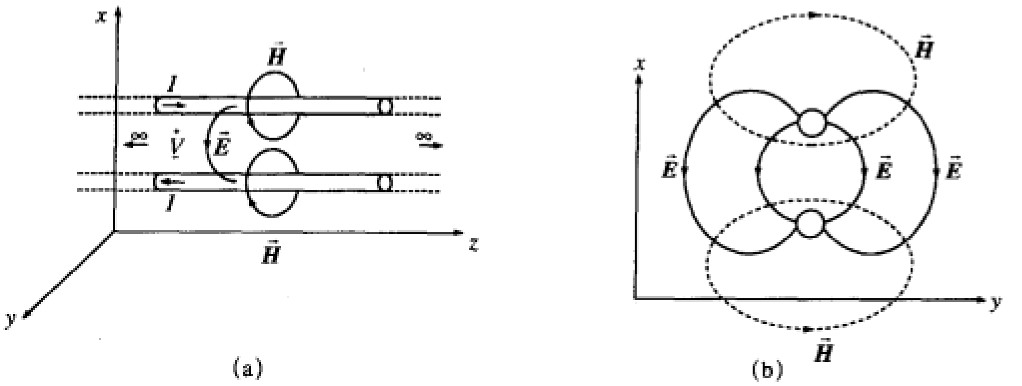
二维（2D）电磁场问题经常发生。例如，长度被认为是无限长的双线传输线问题。垂直于传输线所在坐标轴z轴的横截面或xy面内的电场和磁场见第4章中的例子。这指的是传播的横电磁波模式（TEM）。例如，在图B-25中的横截面或xy面内双线传输线的电场和磁场。对于传播的TEM模式，场是时变的，但它们却具有相同的结构和求解结果，就如同静态（dc）场。因此，电压和电流是唯一定义的[1]。 928

由于在2D横截面内的场具有相同的求解结果就好像它们是静态场，所以，在包围导线的2D空间内的电压的分布可通过在二维横截面内对拉普拉斯方程的求解来得到[1]：

929
$$\nabla^2 V(x,y) = \frac{\partial^2 V(x,y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V(x,y)}{\partial y^2} = 0 \qquad \text{(B.91)}$$

该求解结果可用来确定传输线单位长度的电容和电感：两个最重要的传输线方程。一般地，这种求解是一个复杂问题，常常可用某种简化，但根本问题是求解拉普拉斯方程。有好几种求解拉普拉斯方程的数值计算方法[1]，也有（很多）可买到的求解拉普拉斯方程非常直接的2D计算程序。可用于从本质上求解2D静态场的一些更普及的数值计算方

法为（1）矩量法（MoM），（2）有限差分法（FEM）[1]。



图B-25 传输线上以TEM模式传播的电场和磁场

习题

B.1 矢量分析

B.1.1 定义在直角坐标系中的一个矢量 $\vec{A}(x,y,z)$，方向从（0, 2, −4）指向（3, −4, 5），单位为m。求（a）矢量 $\vec{A}$ 的表达式，（b）两点之间的距离，(c)矢量 $\vec{A}$ 方向上的单位矢量。[(a) $3\vec{a}_x-6\vec{a}_y+9\vec{a}_z$, (b) 11.22 m, (c) $0.27\vec{a}_x-0.53\vec{a}_y+0.8\vec{a}_z$]

B.1.2 给出在直角坐标系中的三个矢量 $\vec{A}$、$\vec{B}$ 和 $\vec{C}$ 如下：

$$\vec{A}=2\vec{a}_x+3\vec{a}_y-\vec{a}_z$$

$$\vec{B}=\vec{a}_x+\vec{a}_y-2\vec{a}_z$$

$$\vec{C}=3\vec{a}_x-\vec{a}_y+\vec{a}_z$$

求 (a) $\vec{A}+\vec{B}$, (b) $\vec{B}-\vec{C}$, (c) $\vec{A}+3\vec{B}-2\vec{C}$, (d) $|\vec{A}|$, (e) $\vec{a}_B$, (f) $\vec{A}\cdot\vec{B}$, (g) $\vec{B}\cdot\vec{A}$, (h) $\vec{B}\times\vec{C}$, (i) $\vec{C}\times\vec{B}$, (j) $\vec{A}\cdot\vec{B}\times\vec{C}$ 。[(a) $3\vec{a}_x+4\vec{a}_y-3\vec{a}_z$, (b) $-2\vec{a}_x+2\vec{a}_y-3\vec{a}_z$, (c) $-\vec{a}_x+8\vec{a}_y-9\vec{a}_z$, (d) 3.74, (e) $0.41\vec{a}_x+0.41\vec{a}_y-0.82\vec{a}_z$, (f) 7, (g) 7, (h) $-\vec{a}_x-7\vec{a}_y-4\vec{a}_z$, (i) $\vec{a}_x+7\vec{a}_y+4\vec{a}_z$, (j) −19]

B.1.3 如果 $\vec{A}=\vec{a}_x+2\vec{a}_y-3\vec{a}_z$ 和 $\vec{B}=2\vec{a}_x-\vec{a}_y+\vec{a}_z$，求（a）$\vec{B}$ 在 $\vec{A}$ 上的投影或分量的大小，（b）$\vec{A}$ 和 $\vec{B}$ 之间的夹角（最小），（c）与包含 $\vec{A}$ 和 $\vec{B}$ 的平面相垂直的单位矢量。[(a) 0.8, (b) 109.1°, (c) $-0.115\vec{a}_x-0.808\vec{a}_y-0.577\vec{a}_z$]

B.1.4 如果已知两矢量 $\vec{A}=\vec{a}_x+2\vec{a}_y-\vec{a}_z$ 和 $\vec{B}=\alpha\vec{a}_x+\vec{a}_y+3\vec{a}_z$，求使两个矢量相互垂直的$\alpha$值。[$\alpha=1$]

B.1.5 已知两个矢量 $\vec{A}=2\vec{a}_x+2\vec{a}_y+3\vec{a}_z$ 和 $\vec{B}=\alpha\vec{a}_x+\beta\vec{a}_y-9\vec{a}_z$，求使两个矢量相互平行的$\alpha$和$\beta$。[$\alpha=-3$, $\beta=-6$]

B.1.6 已知两个矢量为 $\vec{A}=2\vec{a}_x-3\vec{a}_y+\vec{a}_z$ 和 $\vec{B}=-\vec{a}_x+2\vec{a}_y+4\vec{a}_z$，求同时垂直于矢

930

量 $\vec{A}$ 和 $\vec{B}$ 且长度为10的矢量 $\vec{C}$ 。[$\vec{C}=-8.4\vec{a}_x-5.4\vec{a}_y+0.6\vec{a}_z$]

B.1.7 求矢量 $\vec{F}=2x\vec{a}_x+4\vec{a}_y-y\vec{a}_z$ 在直角坐标系中从点$P_1(-1, 3, -2)$到点$P_2(2, 4, 1)$的线积分。[−7/2]

B.1.8 如果作用于一个物体的力为 $\vec{F}=2x\vec{a}_x+3z\vec{a}_y+4\vec{a}_z$ N，求在直角坐标系中将物体沿一直线从点$P_1(0, 0, 0)$移动到点$P_2(1, 1, 2)$时所需作的功。[12J]

B.1.9 求矢量 $\vec{F}=x\vec{a}_x+2xy\vec{a}_y-y\vec{a}_z$ 在直角坐标系中沿下列路径从点$P_1(0, 0, 2)$到点$P_2(3, 2, 0)$的线积分，(a) 沿两点之间的直线路径；(b) 路径由两段构成：第一段从点$P_1(0, 0, 2)$到原点，第二段从原点到点$P_2(3, 2, 0)$。[(a) 29/2, (b) 25/2]

B.1.10 求矢量场 $\vec{F}=x\vec{a}_x+y\vec{a}_y+z\vec{a}_z$ 离开包围边长为2的立方体的闭合曲面的通量。该立方体的中心位于直角坐标系的原点。[24]

B.1.11 求矢量场 $\vec{F}=xy\vec{a}_x+yz\vec{a}_y-xz\vec{a}_z$ 离开长方形闭合曲面的通量，曲面的顶点分别位于直角坐标系中的点（1, 0, 0）、（0, 2, 0）、（0, 0, 3）、（1, 0, 3）、（0, 0, 0）、（0, 2, 3）、（1, 2, 3）和（1, 2, 0）。见参考文献[12]

B.1.12 求矢量场 $\vec{F}=yz\vec{a}_x+zy\vec{a}_y+xz\vec{a}_z$ 的散度。[$\nabla\cdot\vec{F}=z+x$]

B.1.13 求矢量场 $\vec{F}=xy\vec{a}_x+2yz\vec{a}_y-\vec{a}_z$ 的旋度。[$\nabla\times\vec{F}=-2y\vec{a}_x-x\vec{a}_z$]

B.2 麦克斯韦方程组

931

B.2.1 求如图PB.2.1所示电路中的电压V。[−0.233mV]

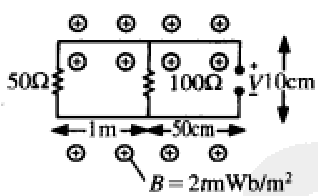


图 PB.2.1

B.2.2 求如图PB.2.2所示电路中的电压V。[0.533mV]

B.2.3 求如图PB.2.3所示电路中的电压V。[301.6cos(2π × 60t)mV]

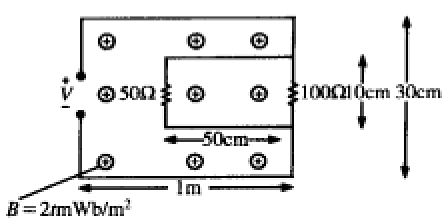


图 PB.2.2

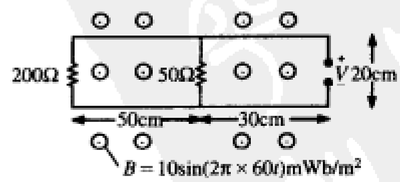


图 PB.2.3

B.2.4 假设电流I为正值，那么如图PB.2.4所示的哪种情况是错误的？[b, d]

932

B.2.5 求如图PB.2.5所示电路中的电流I，其中磁场为$B=2\cos(2\pi\times 60t)\text{mWb/m}^2$。棒的移动速度为10m/s。[0.1cos(2π × 60t) − 37.7t sin(2π × 60t)mA]

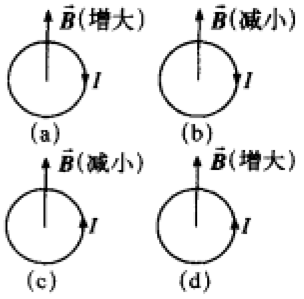


图　PB.2.4

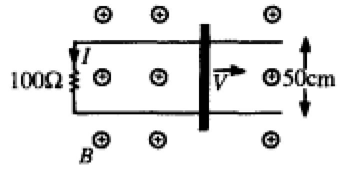


图　PB.2.5

B.2.6　求如图PB.2.5所示电路中的电流I，其中磁场为恒定磁场$B=10\text{mWb/m}^2$，棒的移动速度为$v=100\cos(10t)\text{m/s}$。[$5\cos(10t)$mA]

B.2.7　如图PB.2.7所示，一个矩形线圈在磁场中绕z轴旋转，角速度为$\omega=5\text{rad/s}$，沿y方向的恒定磁场为$\vec{B}=10\vec{a}_y\,\text{mWb/m}^2$，求矩形线圈中所感应的方向如图所示的电流，假设在$t=0$时刻线圈为$x$方向。[$-2.5\cos(5t)$mA]

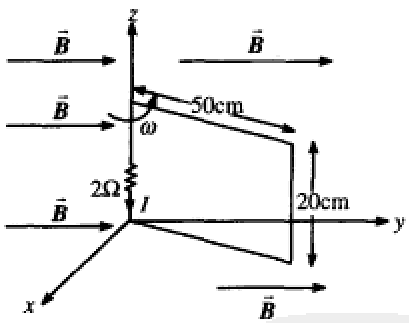


图　PB.2.7

B.2.8　闪电会对电子设备产生危害，即使这些电子设备没有直接受到电击。例如，闪电可以被认为是电流的通道，如图PB.2.8所示，该闪电非常长。考虑建立闪电对房屋中布线的影响的模型。假设闪电在1μs内线性增加到峰值50kA，然后在10μs时衰减为零，如图PB.2.8所示。同时也假设房屋的电源线为两线电源线，沿地板和天花板布线。求距离闪电1km远的与电网相连的数字计算机的电源输入端的感应电压。[$V=2585$V，$0<t<1\mu$s；$V=-287$V，$1\mu\text{s}<t<10\mu$s]

933

B.2.9　如图PB.2.9所示，一矩形线圈围绕带有直流电流I的导线以速度v旋转，求线圈中的感应电流的表达式，该表达式为时间t的函数。$\left[\dfrac{\mu_0 I l w}{2\pi R(vt+w)t}\right]$

934

B.2.10　已知自由空间中的电场强度矢量在直角坐标系中的表达式为：$\vec{E}=E_m\sin\alpha x\sin(\omega t-\beta z)\vec{a}_y$，求满足法拉第定律的磁场强度矢量。$\left[\vec{H}=-\dfrac{E_m\beta}{\omega\mu_0}\sin\alpha x\sin(\omega t-\beta z)\vec{a}_x+\dfrac{E_m\alpha}{\omega\mu_0}\cos\alpha x\cos(\omega t-\beta z)\vec{a}_z\right]$

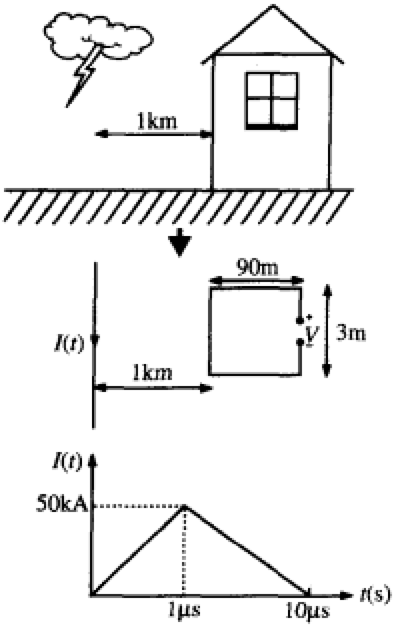


图 PB.2.8

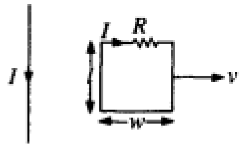


图 PB.2.9

B.2.11 已知自由空间中的电场强度矢量在直角坐标系中的表达式为：$\vec{E}=E_m\sin\beta z\cos(\omega t)\vec{a}_x$，求满足法拉第定律的磁场强度矢量。[$\vec{H}=-E_m\beta/\omega\mu_0\cos\beta z\sin(\omega t)\vec{a}_y$]

B.2.12 干燥的土地 $\varepsilon_r\cong 4$，电导率为 $\sigma\cong 10^{-5}$ S/m，求频率大于多少时位移电流相比传导电流为主要的。[45kHz]

B.2.13 已知自由空间中的磁场强度矢量在直角坐标系中表达式为：$\vec{H}=H_x\sin\alpha x\sin(\omega t-\beta z)\vec{a}_x+H_z\cos\alpha x\cos(\omega t-\beta z)\vec{a}_z$，求满足安培定律的电场强度矢量。$\left[\vec{E}=\dfrac{(-\beta H_x+\alpha H_z)}{\omega\varepsilon_0}\sin\alpha x\ \sin(\omega t-\beta z)\vec{a}_y\right]$

B.2.14 已知自由空间中的磁场强度矢量在直角坐标系中的表达式为：$\vec{H}=H_m\cos\beta z\sin(\omega t)\vec{a}_y$，求满足安培定律的电场强度矢量。[$\vec{E}=-\beta H_m/\omega\varepsilon_0\sin\beta z\cos(\omega t)\vec{a}_x$]

935

B.2.15 验证B.2.10题中的电场强度 $\vec{E}$ 满足自由空间的高斯定律，除非是有意引入的，应不存在自由电荷密度[$\rho_v=0$]。

B.2.16 验证B.2.11题中的电场强度 $\vec{E}$ 满足自由空间的高斯定律，除非是有意引入的，应不存在自由电荷密度[$\rho_v=0$]。

B.2.17 验证B.2.13题中的磁场强度 $\vec{H}$ 满足自由空间的高斯定律。[仅当 $\alpha H_x+\beta H_y=0$ 时成立]

B.2.18 验证B.2.14题中的磁场强度 $\vec{H}$ 满足自由空间的高斯定律。

B.3 边界条件

B.3.1 两种媒质的分界面位于yz面上 $x=0$ 处，如图PB3.1所示。如果已知媒质1中的电场强度矢量在分界面（$x=0$）处为 $\vec{E}_1|_{x=0}=\alpha\vec{a}_x+\beta\vec{a}_y+\gamma\vec{a}_z$，求 $\vec{E}_2|_{x=0}$，即在第二种媒质中靠近分界面的电场强度矢量。$\left[\vec{E}_2|_{x=0}=\alpha\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\vec{a}_x+\beta\ \vec{a}_y+\gamma\ \vec{a}_z\right]$

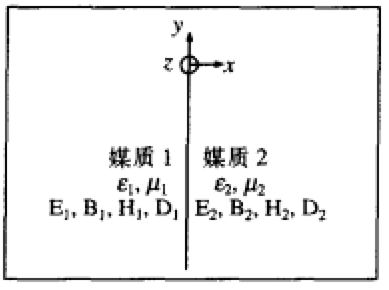


图 PB3.1

B.3.2 两种媒质的分界面位于yz面上 $x=0$ 处，如图PB3.1所示。如果已知媒质1中的磁通密度矢量在分界面（$x=0$）处为 $\vec{B}_1|_{x=0}=\alpha\vec{a}_x+\beta\vec{a}_y+\gamma\vec{a}_z$，求 $\vec{B}_2|_{x=0}$，即在第二种媒质中靠近分界面的磁通密度矢量。$[\vec{B}_2|_{x=0}=\alpha\vec{a}_x+\beta\frac{\mu_2}{\mu_1}\vec{a}_y+\gamma\frac{\mu_2}{\mu_1}\vec{a}_z]$

936

B.3.3 两种媒质的分界面位于yz面上 $x=0$ 处，如图PB3.1所示。如果已知媒质1中的电通密度矢量在分界面（$x=0$）处为 $\vec{D}_1|_{x=0}=\alpha\vec{a}_x+\beta\vec{a}_y+\gamma\vec{a}_z$，求 $\vec{D}_2|_{x=0}$，即在第二种媒质中靠近分界面的电通密度矢量。$\left[\vec{D}_2|_{x=0}=\alpha\vec{a}_x+\beta\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\vec{a}_y+\gamma\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\vec{a}_z\right]$

B.3.4 两种媒质的分界面位于yz面上 $x=0$ 处，如图PB3.1所示。如果已知媒质1中的磁通密度矢量在分界面（$x=0$）处为 $\vec{H}_1|_{x=0}=\alpha\vec{a}_x+\beta\vec{a}_y+\gamma\vec{a}_z$，求 $\vec{H}_2|_{x=0}$，即在第二种媒质中靠近分界面的磁通密度矢量。$\left[\vec{H}_2|_{x=0}=\frac{\mu_1}{\mu_2}\alpha\vec{a}_x+\beta\vec{a}_y+\gamma\vec{a}_z\right]$

B.5 功率流

B.5.1 已知在海水中（有损耗）传播的一个电波在直角坐标系中的电场和磁场为 $\vec{E}=10e^{-4z}\cos(\omega t-4z)\vec{a}_x$ V/m 和 $\vec{H}=7.15e^{-4z}\cos(\omega t-4z-\pi/4)\vec{a}_y$ A/m，求存在于一个长为1m，四角位于（0, 0, 0）、（1m, 0, 0）、（0, 0, 1m）、（1m, 0, 1m）、（0, 1m, 1m）、（1m, 1m, 1m）、（0, 1m, 0）和（1m, 1m, 0）的管道表面的总功率。[−25.27W]

B.6　均匀平面波

B.6.1　一个10MHz的均匀平面波在以下的无耗媒质（$\mu_r=1$）中传播：(a) 聚氯乙稀（$\varepsilon_r=3.5$），(b) 聚四氟乙烯（$\varepsilon_r=2.1$），(c) 聚酯薄膜（$\varepsilon_r=5$），(d)聚氨基甲酸酯（$\varepsilon_r=7$）。求相位常数β，本征阻抗η，电波传播的相速v和波长λ。[(a) $\beta=0.392$rad/m, $\eta=202\Omega$, $v=1.6\times10^8$m/s, $\lambda=16$m, (b) $\beta=0.304$rad/m, $\eta=260\Omega$, $v=2.07\times10^8$m/s, $\lambda=20.7$m, (c) $\beta=0.468$rad/m, $\eta=169\Omega$, $v=1.34\times10^8$m/s, $\lambda=13.4$m, (d) $\beta=0.554$rad/m, $\eta=142\Omega$, $v=1.13\times10^8$m/s, $\lambda=11.3$m]

B.6.2　写出在自由空间中传播的5MHz均匀平面波的时域表达式。10V/m的电场强度矢量沿$+z$方向，而波沿$-y$方向传播。[$\vec{E}=10\cos(10\pi\times10^6t+0.105y)\vec{a}_z$, $\vec{H}=-0.0265\cos(10\pi\times10^6t+0.105y)\vec{a}_x$]（提示：画出示意图，标出$\vec{H}$的方向，那么$\vec{E}\times\vec{H}$的方向即是电波的传播方向）

B.6.3　假设均匀平面波在无耗介质（$\mu_r=1$）中沿x方向传播，100V/m的电场沿z方向。如果波长为25cm，传播速度为2×10^8m/s，求波的频率和媒质的相对介电常数。写出电场和磁场强度矢量的完整时域表达式。（提示：画出示意图，标出$\vec{H}$的方向，那么$\vec{E}\times\vec{H}$的方向即是电波的传播方向）。[800MHz，$\varepsilon_r=2.25$，$\vec{E}=100\cos(16\pi\times10^8t-25.1x)\vec{a}_z$, $\vec{H}=-0.398\cos(16\pi\times10^8t-25.1x)\vec{a}_y$]

937

B.6.4　如果已知磁场强度为$\vec{H}=0.1\cos(8\pi\times10^7t-2.9y)\vec{a}_x$，写出在硅（$\varepsilon_r=12$）中传播的均匀平面波的电场的时域表达式。（提示：画出示意图，标出$\vec{H}$的方向，那么$\vec{E}\times\vec{H}$的方向即是电波的传播方向）。[$\vec{E}=10.9\cos(8\pi\times10^7t-2.9y)\vec{a}_z$]

B.6.5　一个2GHz的均匀平面波，在特性参数为$\varepsilon_r=4$，$\mu=9$的介质中沿$-z$方向传播，如果沿y方向传播的磁场强度矢量的幅度为0.02A/m，写出电场和磁场强度矢量的时域表达式。（提示：画出示意图，标出$\vec{H}$的方向，那么$\vec{E}\times\vec{H}$的方向即是电波的传播方向）。[$\vec{E}=-11.3\cos(4\pi\times10^9t+251z)\vec{a}_x$, $\vec{H}=0.02\cos(4\pi\times10^9t+251z)\vec{a}_y$]

B.6.6　一个均匀平面波在自由空间中的波长为2cm，在某种介质（$\mu_r=1$）中的波长为1cm，求介质的相对介电常数。[$\varepsilon_r=4$]

B.6.7　一个均匀平面波在特性参数为$\varepsilon_r=36$，$\mu_r=4$和$\sigma=1$S/m的有耗媒质中传播，已知电场强度为$\vec{E}=100e^{-\alpha x}\cos(10\pi\times10^8t-\beta x)\vec{a}_z$，求$\alpha$、$\beta$和$\hat{\eta}$，并写出有关磁场强度矢量的时域表达式。[$\alpha=57.2,\beta=138$ rad/m, $\hat{\eta}=-106\underline{/22.5^\circ}$，$\vec{H}=-0.946e^{-57.2x}\cos(10\pi\times10^8t-138x-22.5^\circ)\vec{a}_y$]

B.6.8　求在潮湿的沼泽地（$\sigma\cong10^{-2}$S/m，$\varepsilon_r\cong15$，$\mu_r=1$）中传播的均匀平面波分别在60Hz（工频）、1MHz（AM无线电广播频率）、100MHz（FM无线电广播频率）和10GHz（微波无线中继频率）时的相位、传播速度、衰减常数、相位常数和本征阻抗。[(a) $\alpha=1.54\times10^{-3}$, $\beta=1.54\times10^{-3}$rad/m, $v=\omega/\beta=2.45\times10^5$m/s, $\hat{\eta}=0.22\underline{/45^\circ}$, (b) $\alpha=0.19$, $\beta=0.21$rad/m, $v=\omega/\beta=3.03\times10^7$m/s, $\hat{\eta}=28.05\underline{/42.62^\circ}$, (c) $\alpha=0.49$, $\beta=8.13$rad/m, $v=\omega/\beta=7.73\times10^7$m/s, $\hat{\eta}=96.99\underline{/3.42^\circ}$, (d) $\alpha=0.49$, $\beta=811.2$rad/m, $v=\omega/\beta=7.75\times10^7$m/s, $\hat{\eta}=97.34\underline{/0.03^\circ}$]

938

B.6.9　如果媒质在1GHz时的特性参数为$\sigma=2$S/m，$\varepsilon_r=9$，$\mu_r=16$，求衰减常数、相位常数、

传播速度和本征阻抗。[$\alpha=314.06$，$\beta=402.25\text{rad/m}$, $\sigma=1.56\times10^7\text{m/s}$, $\hat{\eta}=247.55\angle 37.98°$]

B.6.10 如果已知磁场强度为 $\vec{H}=0.1e^{-200y}\cos(2\pi\times10^{10}t-300y)\vec{a}_x$，求在有耗媒质（$\mu_r=1$）中传播的均匀平面波的电场的时域表达式。[$\vec{E}=21.9e^{-200y}\cos(2\pi\times10^{10}t-300y+33.69°)\vec{a}_z$]

B.6.11 一个10MHz的均匀平面波在无耗介质（$\varepsilon_r=5$）中沿$+z$方向传播。10V/m的电场强度指向$+y$方向。求在xy面内由（3, 2, 2）、（3, −1, 2）、（−1, 2, 2）和（−1,−1, 2）所确定的平面上的平均功率，其中坐标的单位为m。[3.56W]

B.6.12 一个200MHz的均匀平面波在无耗介质（$\varepsilon_r=9$）中沿$+z$方向传播。0.2A/m的磁场强度指向$+y$方向。求在xy面内由（0, 0, 0）、（0, 5, 0）、（3, 5, 0）和（3, 0, 0）所确定的平面上的平均功率，其中坐标的单位为m。[37.7W]

B.6.13 一个均匀平面波在有耗媒质中传播，有耗媒质的特性参数为$\varepsilon_r=36$，$\mu_r=4$，$\sigma=1\text{S/m}$，已知电场强度为 $\vec{E}=100e^{-\alpha x}\cos(10\pi\times10^8t-\beta x)\vec{a}_z$，求当电波经过由（0, 0, 0）、（0, 2m, 0）、（20mm, 2m, 0）、（20mm, 0, 0）、（20mm, 0, 3m）、（20mm, 2m, 3m）、（0, 2m, 3m）和（0, 0, 3m）所确定的长方体体积时所消耗的平均功率。[235W]

B.6.14 一个1GHz、1V/m的均匀平面波在特性参数为$\varepsilon_r=9$、$\mu_r=16$、$\sigma=2\text{S/m}$（频率为1GHz）的有耗材料中传播，求当电波传播经过深度为5mm、与之相垂直的表面积为100cm^2的体积时所消耗的平均功率。[15.2μW]

B.6.15 比较一个平均平面波在海水（$\varepsilon_r=81$，$\mu_r=1$，$\sigma=4\text{S/m}$）中传播时，其幅度在以下各频点上衰减80dB（以10 000为分母）时所传播的距离：（a）1kHz，（b）10kHz，（c）100kHz，（d）1MHz，（e）10MHz，（f）100MHz。结果表明以dB为单位的衰减为-8.69αdB。请说明海水在每个频率上是良导体还是良介质。这举例说明了为什么在海水下的通信采用kHz范围内的低频。[在所有频率上均为良导体。(a) 73.3m, (b) 23.2m, (c) 7.33m, (d) 2.32m, (e) 0.733m, (f) 23.2cm]

939

参考文献

1. C. R. Paul and S. A. Nasar, *Introduction to Electromagnetic Fields*, 2nd ed., McGraw-Hill, New York, 1987.
2. C. R. Paul, *Electromagnetics for Engineers: With Applications to Digital Systems and Electromagnetic Interference*, Wiley, Hoboken, NJ, 2004.
3. C. R. Paul, *Fundamentals of Electric Circuit Analysis*, Wiley, New York, 2001.

940

附录C 用于计算多导体传输线单位长度参数(PUL)和串扰的计算机源代码

本附录介绍了几个FORTRAN计算机程序，这些FORTRAN计算机程序利用9.3节中介绍的数值方法来计算多导体传输线的单位长度参数。这些程序是WIDESEP.FOR（利用9.3.2节给出的导线型传输线的宽间隔近似），RIBBON.FOR（利用9.3.3.1节介绍的带状电缆的数值方法），PCB.FOR（利用9.3.3.2节介绍的印制电路板的数值方法），MSTRP.FOR（利用9.3.3.2节介绍的耦合微带线的数值方法）和STRPLINE.FOR（利用9.3.3.2节介绍的耦合连接盘的数值方法）。单位长度电感矩阵$\boldsymbol{L}$的上对角线，和单位长度电容矩阵C的上对角线，打印到文件PUL.DAT中。移去电介质后的单位长度电容矩阵$\boldsymbol{C}_0$的上对角线，打印在文件PUL.DAT的末尾，没有被后面的程序所使用。

程序SPICEMIL.FOR从PUL.DAT中读取单位长度分布参数矩阵$\boldsymbol{L}$和$\boldsymbol{C}$，计算并打印传输线的SPICE（PSPICE）子电路模型。该子电路模型嵌入用户所写的SPICE（PSPICE）程序中，以计算9.6节中介绍的无耗多导体传输线的精确串扰。

所有程序都包含在本教材提供的CD中。这些程序，连同其他的程序一起，在C.R.Paul的，《多导体传输线分析》（Wiley-Interscience，纽约，1994（ISBN 0-471-02080-X））一书中有更详细的介绍。

该光盘也包含命名为XXXXX.EXE的编译代码，该代码由Lahey FORTRAN编译器编译。这些编译代码用来计算由发生器、接收器导线和参考导体所组成的三导体传输线。尺寸主要由传输线中的导体数目和代码前端储存的参数来确定（未编译的代码XXXX.FOR能用ASCII编辑器查看）。一个例子是参数MSIZE：

```
PARAMETER (MSIZE=99)
```

用户需要修改这些参数以为了计算传输线中更多数目的导体。每个未编译的代码XXXX.FOR，在其前端包含了对代码的简要描述、传输线尺寸、所需要的输入文件的文件名和内容以及输出文件的文件名。

C.1 计算宽间隔导线的PUL参数矩阵的WIDESEP.FOR

需要的输入文件：WIDESEP.IN

输出文件：PUL.DAT

计算9.3.2节中描述的三种类型的在均匀媒质中的宽间隔导线类型的单位长度电感矩阵L的程序代码：(a)（$n+1$）导线（9.18）~（9.20）；（b）在无限大良导体接地平面（9.31）、（9.32）、（9.35）上的n条导线；（c）在一个完整的圆柱形屏蔽体（9.36）~（9.38）中的n条导线。单位长度电容矩阵由$\mathbf{C}=\mu_0\mu_r\varepsilon_0\varepsilon_r\mathbf{L}^{-1}$得到，$\mu_r$和$\varepsilon_r$分别是导线周围均匀介质的相对磁导率和介电常数，这些结构如图C-1所示。WIDESEP.IN中的第一个

数据参数是导线的数目n（除了参考导体）。参考导体的类型：导线，地平面，或第二个输入参数：全屏蔽。结构类型是通过参考导体的参数：1＝导线，2＝接地平面，3＝全屏蔽输入到WIDESEP.IN中。周围均匀介质的相对磁导率和相对介电常数是下一个输入参数。剩下的参数是描述导线半径和它们的横截面位置。 942

第一种情况，n条导线和另一条作为参考的导线，如图C-1a所示。参考导线位于直角坐标系的原点。在WIDESEP.IN中有五组输入数据：

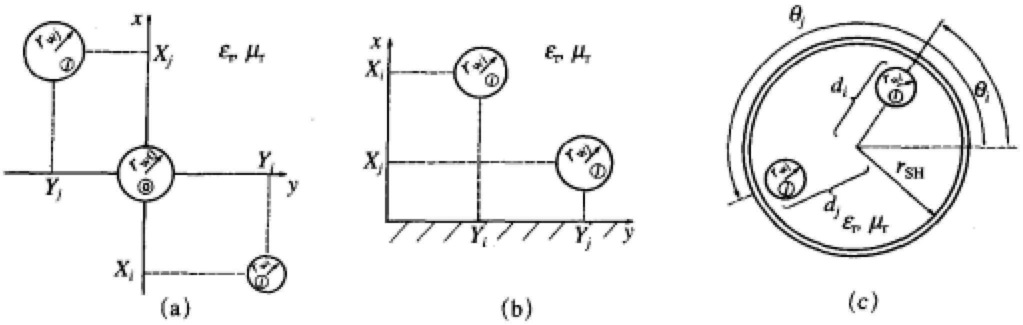
（1）导线的数目n（除了参考导线）；

（2）参考导体的类型（类型＝1）；

（3）周围均匀介质的相对介电常数和磁导率；

（4）参考导线的半径（mil）；

（5）其余导线的半径（mil）和它们的x坐标（m）和y坐标（m）。



（a）（n+1）条导线；（b）地平面上的n条导线；（c）圆柱形屏蔽层内的n条导线

图C-1 作为FORTRAN程序的WIDESEP.FOR的导线型传输线的横截面结构的输入数据

最后输入的一组数据是每根导线的：r_{w1}，x_1，y_1，r_{w2}，x_2，y_2，…，r_{wn}，x_n，y_n。以下输入文件适用于三个28#规格（7×36），半径为7.5mil的导线，与被选作为参考导线的中心导线间隔50mil（1.27mm）。以上这些在例9.1中手动计算：

```
2            =NUMBER OF WIRES (EXCLUDING  REFERENCE CONDUCTOR)
1            =REF CONDUCTOR (1=WIRE,2=GND PLANE,3=OVERALL SHIELD)
1.0          =RELATIVE PERMITTIVITY ER OF HOMOGENEOUS MEDIUM
1.0          =RELATIVE PERMEABILITY MUR OF HOMOGENEOUS MEDIUM
7.5          =REF WIRE RADIUS OR SHIELD INTERIOR RADIUS (mils)
1            =WIRE #1
7.5          =RADIUS OF WIRE #1(mils)
-1.27E-3     =    1=X1 (meters) , 2=H1(meters), 3=D1(mils)
0.           =    1=Y1 (meters),  2=Y1(meters), 3=THETA1(degrees)
2            =WIRE #2
7.5          =RADIUS OF WIRE #2(mils)
1.27E-3      =    1=X2(meters), 2=H2(meters),3=D2(mils)
0.           =    1=Y2(meters),  2=Y2(meters),  3=THETA2(degrees)
```

943～944

输出文件PUL.DAT：

```
1   1   7.58848E-07    =L (1, 1)
1   2   2.40795E-07    =L (1, 2)
2   2   7.58848E-07    =L (2, 2)
1   1   1.63040E-11    =C (1, 1)
1   2   -5.17352E-12   =C (1, 2)
```

```
 2   2   1.63040E-11     =C  (2, 2)
 NUMBER OF WIRES=2
 RELATIVE PERMITTIVITY OF HOMOGENEOUS MEDIUM=1.0
 RELATIVE PERMEABILITY OF HOMOGENEOUS MEDIUM=1.0
 REFERENCE CONDUCTOR IS A WIRE WITH RADIUS (mils)=7.500E+00
 WIRE#      WIRE RADIUS              X  COORDINATE          Y COORDINATE
             (mils)                    (meters)               (meters)
 1            7.500E+00                -1.270E-03             0.000E+00
 2            7.500E+00                 1.270E-03             0.000E+00
```

第二种情况，在作为参考导体的无限大接地平面上的n条导线，如图C-1b所示。地平面构成直角坐标系的y坐标轴（$x=0$）。在WIDESEP.IN中有四组输入数据：

（1）导线的数目n；

（2）参考导体的类型（类型=2）；

（3）周围均匀介质的相对介电常数和磁导率；

（4）其余导线的半径（mil）和它们的x坐标（地平面以上高度）（m）和y坐标（m）。

最后一组数据依然是每根导线的输入：r_{w1}，h_1，y_1，r_{w2}，x_2，y_2，…，r_{wn}，h_n，y_n。（参考导线的半径也输入，但不被代码读取）。下面的输入文件适用于例9.2和9.6.1节的 945 图9-48。导线是20#规格（7×36），半径为7.5mil的实芯导线，间隔2cm，在地平面以上2cm的位置：

```
 2        =NUMBER OF WIRES (EXCLUDING REFERENCE CONDUCTOR)
 2        =REF CONDUCTOR  (1=WIRE, 2=GND PLANE,3=OVERALL SHIELD)
 1.0      =RELATIVE PERMITTIVITY  ER  OF HOMOGENEOUS MEDIUM
 1.0      =RELATIVE PERMEABILITY  MUR OF HOMOGENEOUS  MEDIUM
 16.      =REF WIRE RADIUS OR SHIELD INTERIOR RADIUS (mils)
 1        =WIRE #1
 16.      =RADIUS OF WIRE #1(mils)
 2.E-2    =  1=X1(meters),  2=H1(meters),    3=D1(mils)
 0.       =  1=Y1(meters),  2=Y1(meters),    3=THETA1(degrees)
 2.       =WIRE  #2
 16.      =RADIUS OF WIRE #2  (mils)
 2.E-2    =  1=X2(meters),  2=H2(meters), 3=D2(mils)
 2.E-2    =  1=Y2(meters),  2=Y2(meters), 3=THETA2(degrees)
```

输出文件同样是PUL.DAT:

```
 1   1   9.17859E-07     =L (1,    1)
 1   2   1.60944E-07     =L (1,    2)
 2   2   9.17859E-07     =L (2,    2)
 1   1   1.25068E-11     =C (1,    1)
 1   2  -2.19302E-12     =C (1,    2)
 2   2   1.25068E-11     =C (2,    2)
 NUMBER OF WIRES=2
 RELATIVE PERMITTIVITY OF HOMOGENEOUS MEDIUM=1.0
 RELATIVE PERMEABILITY OF HOMOGENEOUS MEDIUM=1.0
 REFERENCE CONDUCTOR IS A GROUND PLANE
 WIRE  #   WIRE RADIUS    Y COORDINATE    HEIGHT ABOVE GND
             (mils)          (meters)          (meters)
 1            1.600E+01       0.000E+00         2.000E-02
 2            1.600E+01       2.000E-02         2.000E-02
```

最后一种情况，半径为r_{SH}的导线、作为参考导体全屏蔽的n条导线，如图C-1c所示。在

WIDESEP .IN中有五组输入数据：

（1）导线数目n；

（2）参考导体类型（类型＝3）；

（3）周围均匀介质的相对介电常数和磁导率；

（4）屏蔽层的（内）径（mil）；

（5）其余导线的半径（mil）、与屏蔽层中心的距离d_i（mil）和它们的角度位置θ_i（°）。

最后一组也是每一根导线的输入：r_{w1}，d_1，θ_1，r_{w2}，d_2，θ_2，…，r_{wn}，d_n，θ_n。下面的输入文件适用于例9.3，由两根28#规格（7×36），半径为7.5mil的导线组成，这些导线位于以具有30mil内径的屏蔽层为中心圆点，半径为15mil的圆上。导线相互反向（θ＝0°，180°）：

946

```
2           =NUMBER OF WIRES (EXCLUDING REFERENCE CONDUCTOR)
3           =REF CONDUCTOR  (1=WIRE,2=GND PLANE, 3=OVERALL SHIELD)
1.0         =RELATIVE PERMITTIVITY  ER OF HOMOGENEOUS MEDIUM
1.0         =RELATIVE PERMEABILITY MUR OF HOMOGENEOUS MEDIUM
30.         =REF WIRE RADIUS OR SHIELD INTERIOR RADIUS(mils)
1           =WIRE #1
7.5         =RADIUS OF WIRE #1(mils)
15.         =  1=X1(meters), 2=H1(meters), 3=D1(mils)
0.          =  1=Y1(meters), 2=Y1(meters), 3=THETA1(degrees)
2           =WIRE  #2
7.5         =RADIUS OF WIRE #2  (mils)
15.         =  1=X2(meters), 2=H2(meters), 3=D2(mils)
180.        =  1=Y2(meters), 2=Y2(meters), 3=THETA2(degrees)
```

输出文件也是PUL.DAT：

```
1    1    2.19722E-07      =L( 1,   1)
1    2    4.46287E-08      =L( 1,   2)
2    2    2.19722E-07      =L(2,    2)
1    1    5.28179E-11      =C(1,    1)
1    2    -1.07281E-11      =C(1,    2)
2    2    5.28179E-11       =C(2,    2)

NUMBER OF WIRES=2
RELATIVE PERMITTIVITY OF HOMOGENEOUS MEDIUM=1.0
RELATIVE PERMEABILITY OF HOMOGENEOUS MEDIUM=1.0
REFERENCE CONDUCTOR IS A SHIELD WITH RADIUS (mils)=3.000E+01
WIRE #        WIRE RADIUS         POSITION          POSITION  ANGLE
                (mils)            RADIUS(mils)          (degrees)
1               7.500E+00           1.500E+01           0.000E+00
2               7.500E+00           1.500E+01           1.800E+02
```

单位长度参数矩阵被存储在输出文件PUL.DAT中。文件PUL.DAT中的最后一行简单地重申了输入参数，没有被后面的应用程序所读取。

C.2 适用于计算带状电缆的PUL参数矩阵的RIBBON.FOR

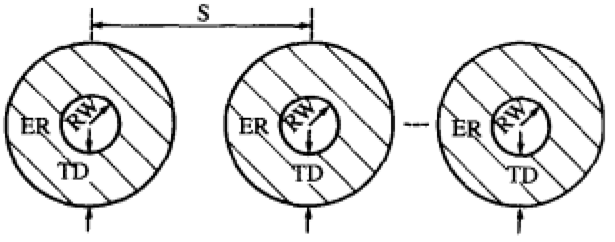
要求的输入文件：RIBBON.IN

输出文件：PUL.DAT

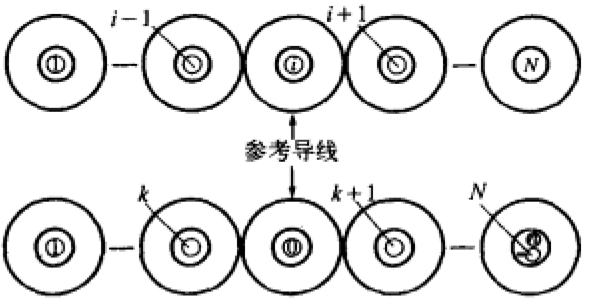
考虑如图C-2所示的一般N线带状电缆。该电缆由N条相同的介质绝缘导线组成。程

序代码中，导线半径表示为RW，绝缘介质厚度表示为TD，相同的相邻导线的间距用S表示。导线绝缘层的相对介电常数在程序代码中表示为ER。这些数据包含在输入文件RIBBON.IN中。单位长度参数矩阵存储在输出文件PUL.DAT中。PUL.DAT文件的最后一行简单重申了输入参数，没有被后面的应用程序所读取。指定参考导线的方案如图C-3所示。这些导线从左到右从1到N编号。随着参考导线编号方式的选定，这些电缆从左到右重新编号为从1到$N-1=n$。

947



图C-2 作为FORTRAN程序RIBBON.FOR输入数据的带状电缆横截面参数的定义



图C-3 从带状电缆的生成电容矩阵求解传输线电容矩阵的数字编号举例说明

下面的输入文件RIBBON.IN是针对9.4.1.2节和图9-29的问题的，三根相同的28#规格(7×36)的导线，半径为7.5mil，绝缘层厚度为10mil，相对介电常数为4.7，间隔50mil。中心导线被选作为参考导线。

```
3          =TOTAL  NUMBER  OF   WIRES
20         =NUMBER OF FOURIER  COEFFICIENTS
2          =NUMBER OF REFERENCE WIRE
7.5        =WIRE RADIUS(mils)
10.0       =INSULATION THICKNESS (mils)
3.5        =RELATIVE  DIELECTRIC CONSTANT OF INSULATION
50.0       =ADJACENT  WIRE SEPARATION (mils)
```

20个傅里叶系数被用来表征每个导体－介质边界周围的电荷分布，20个系数用来表征介质－自由空间边界周围的跳变电荷分布。

948

输出文件是PUL.DAT：

```
1      1        7.48501E-07       =L(1,    1)
1      2        2.40801E-07       =L(1,    2)
2      2        7.48501E-07       =L(2,    2)
1      1        2.49819E-11       =C(1,    1)

1      2       -6.26613E-12       =C(1,    2)
2      2        2.49819E-11       =C(2,    2)
```

```
1      1       1.65812E-11       =C0(1,   1)
1      2      -5.33434E-12       =C0(1,   2)
2      2       1.65812E-11       =C0(2,   2)

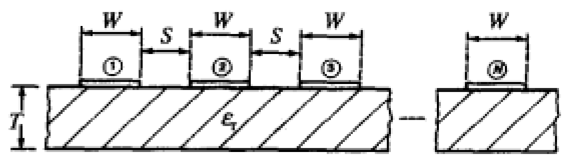
NUMBER  OF  WIRES=   3
NUMBER  OF  FOURIER  COEFFICIENTS=   20
REFERENCE  WIRE=  2
WIRE  RADIUS (mils)=  7.500E+00
DIELECTRIC  INSULATION  THICKNESS (mils)=1.000E+01
DIELECTRIC  CONSTANT  OF  INSULATION=3.500E+00
CENTER-TO-CENTER  SEPARATION  (mils)=5.000E+01
```

C.3 适用于计算印制电路板的PUL参数矩阵的PCB.FOR

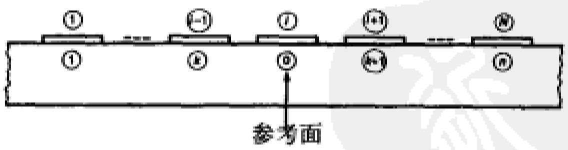
要求的输入文件：PCB.IN

输出文件：PUL.DAT

本代码计算印制电路板的单位长度参数矩阵，该印制电路板由介质母板一侧的N条连接盘组成，如图C-4所示。这些连接盘有相同的宽度W并假设其厚度为零。边到边的间距用S表示。板厚度用T表示，母板的相对介电常数为ε_r。指定参考连接盘的方案如图C-5所示。这些连接盘从左到右从1到N编号。在这种编号方式下，选择参考连接盘，然后连接盘被重新编号，从左到右为1到$N-1=n$。 949



图C-4 作为FORTRAN程序PCB.FOR输入数据的印制电路板的横截面参数的定义



图C-5 从印制电路板的生成电容矩阵求解传输线电容矩阵的数字编号原理的说明

下面的输入文件PCB.IN适用于9.6.2节中的问题，如图9-51所示。外部的连接盘1，被选择为参考连接盘，该连接盘宽度为15mil，假设其厚度为零。边到边的间隔为45mil。板的厚度是47mil，该母板的相对介电常数为4.7，为了分析，每条连接盘被划分成30段： 950

```
3        =TOTAL  NUMBER  OF  LANDS
30       =NUMBER OF CONDUCTOR SUBSECTIONS
3        =NUMBER OF REFERENCE LAND
15.0     =LAND WIDTH (mils)
45.0     =EDGE-TO-EDGE LAND SEPARATION (mils)
47.      =BOARD THICKNESS(mils)
4.7      =BOARD RELATIVE DIELECTRIC CONSTANT
```

输出文件是PUL.DAT

```
1      1      1.38315E-06      =L(1,   1)
1      2      6.91573E-07      =L(1,   2)
```

```
2        2       1.10707E-06      =L(2,    2)
1        1       2.96949E-11      =C(1,    1)
1        2      -2.02619E-11      =C(1,    2)
2        2       4.05238E-11      =C(2,    2)
1        1       1.16982E-11      =C0(1,   1)
1        2      -7.30774E-12      =C0(1,   2)
2        2       1.46155E-11      =C0(2,   2)

NUMBER OF LANDS=   3
NUMBER OF DIVISIONS PER LAND= 30
REFERENCE  LAND=   3
LAND WIDTH (mils)   =1.500E+01
EDGE-TO-EDGE  SEPARATION (mils)=4.500E+01
BOARD THICKNESS (mils)=4.700E+01
RELATIVE DIELECTRIC CONSTANT=4.700E+00
```

C.4 适用于计算耦合微带线的PUL参数矩阵的MSTRP.FOR

需要的输入文件：MSTRP.IN

输出文件：PUL.DAT

该代码用于计算耦合微带线的单位长度参数矩阵，微带线由母板一侧的n条连接盘组成，如图C-6所示。参考导体为母板另一侧的地平面。连接盘具有相同的宽度W，并假设其厚度为零。边到边的间距用S表示。母板厚度用T表示，其相对介电常数为ε_r。下面的输入文件MSTRP.IN，适用于9.4.1.2节中的问题，如图9-31所示。连接盘宽度为100mil，并假设其厚度为零。边到边的间距为100mil。板厚62mil，母板的相对介电常数为4.7。为了分析，每条连接盘被划分成30段：

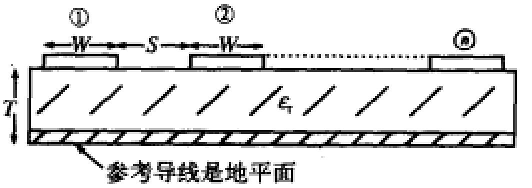
951

```
2          =TOTAL   NUMBER  OF  LANDS (EXCLUSIVE OF GND PLANE)
30         =NUMBER OF CONDUCTOR SUBSECTIONS
100.       =LAND WIDTH (mils)
100.       =EDGE-TO-EDGE LAND SEPARATION (mils)
62.        =BOARD THICKNESS(mils)
4.7        =BOARD RELATIVE DIELECTRIC CONSTANT
```

输出文件是PUL.DAT：

```
1      1      3.35327E-07     =L(1,    1)
1      2      3.71527E-08     =L(1,    2)
2      2      3.35327E-07     =L(2,    2)
1      1      1.15511E-10     =C(1,    1)
1      2     -4.92724E-12     =C(1,    2)
2      2      1.15511E-10     =C(2,    2)
1      1      3.35934E-11     =C0(1,    1)
1      2     -3.72200E-12     =C0(1,    2)
2      2      3.35934E-11     =C0(2,    2)

NUMBER OF LANDS=   2
NUMBER OF DIVISIONS PER LAND  =30
LAND WIDTH (mils)=1.000E+02
EDGE-TO-EDGE  SEPARATION (mils)=1.000E+02
BOARD THICKNESS (mils)  =6.200E+01
RELATIVE DIELECTRIC CONSTANT=4.700E+00
```



图C-6 作为FORTRAN程序MSTRP.FOR的输入数据的耦合微带线的横截面的参数的定义

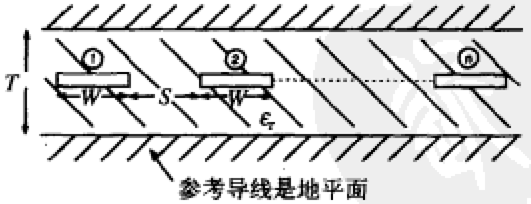
C.5 计算耦合连接盘的PUL参数矩阵的STRPLINE.FOR

需要输入的文件：STRPLINE.IN

输出文件：PUL.DAT

该代码用于计算耦合连接盘的单位长度参数矩阵，该耦合连接盘由两地平面之间的等距离介质母板上的n条连接盘组成，如图C-7所示。连接盘具有相同的宽度W，并假设其厚度为零。边到边的间距用S表示。两地平面之间的间隔用T表示，母板具有相对介电常数ε_r。连接盘假定与地平面等距离放置。下面的输入文件STRPLINE.IN适用于5mil宽和假设厚度为零的连接盘。边到边的间距为5mil。两个地平面之间的间隔为20mil，母板的相对介电常数为4.7。为了分析，每一条连接盘被划分成30段： 952

```
2          =TOTAL NUMBER OF LANDS (EXCLUSIVE OF GND PLANE)
30.        =NUMBER OF CONDUCTOR SUBSECTIONS
5.         =LAND WIDTH(mils)
5.         =EDGE-TO-EDGE  LAND  SEPARATION (mils)
20.        =SEPARATION BETWEEN GROUND PLANES (mils)
4.7        =BOARD RELATIVE DIELECTRIC CONSTANT
```



图C-7 作为FORTRAN程序STRPLINE.FOR输入数据的耦合连接盘横截面参数的定义

输出文件是PUL.DAT

```
1      1      4.63055E-07      =L(1,  1)
1      2      9.21843E-08      =L(1,  2)
2      2      4.63054E-07      =L(2,  2)
1      1      1.17594E-10      =C(1,  1)
1      2     -2.34105E-11      =C(1,  2)
2      2      1.17594E-10      =C(2,  2)
1      1      2.50201E-11      =C0(1,  1)
1      2     -4.98097E-12      =C0(1,  2)
2      2      2.50201E-11      =C0(2,  2)

NUMBER OF LANDS=   2
NUMBER OF DIVISIONS PER LAND  =30
LAND WIDTH(mils)=5.000E+00
```

```
EDGE-TO-EDGE SEPARATION (mils)=5.000E+00
SEPARATION BETWEEN GROUND PLANES (mils)=2.000E+01
RELATIVE DIELECTRIC CONSTANT=4.700E+00
```

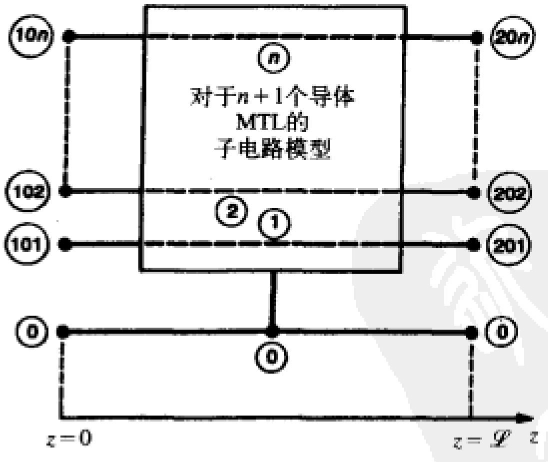
953

C.6　适用于计算无耗多导体传输线的SPICE（PSPICE）子电路模型的SPICEMTL.FOR

需要的输入文件：SPICEMTL.IN，PUL.DAT

输出文件：SPICEMTL.OUT

该代码用于实现对多导体无耗传输线的多导体传输线方程的精确求解，该多导体无耗传输线由SPICE(PSPICE)子电路模型生成。程序读取（1）导体的总数，（2）来自输入文件SPICEMTL.IN的传输线总长度。同样从文件PUL.DAT中读取单位长度电感矩阵L和电容矩阵C，文件PUL.DAT利用前面的一个程序来计算规定传输线的横截面结构。然后对角化这些矩阵，生成SPICE子电路编码来表示如图9-46所示的传输线。然后用户通过连接终端传输线和提供如9.6节所描述的计算、输出代码将该子电路模型嵌入SPICE（PSPICE）程序中，如图9-47所示。子电路模型具有附加节点，如图C-8所示。对于在$z=0$处的导体节点1，2，…，n，标记为101，102，…，10n，在$z=L$处的导线节点1，2，…，n被标记为201，202，…，20n，如图C-8所示。



图C-8　由FORTRAN程序SPICEMTL.FOR生成的SPICE子电路模型终端节点的数字编号方案

954

下面是适用于9.6.2节中的问题的输入文件SPICEMTL.IN，如图9-51所示：

```
3       =Total  Number of  Conductors (N+1)
0.254   =Total   Line  Length (m)
```

单位长度参数矩阵由前面的代码PCB.FOR生成，并存储在PUL.DAT中。输出文件在SPICEMTL.OUT中，是SPICE子电路模型：

```
*SUBCIRCUIT MODEL OF A MULTICONDUCTOR TRANSMISSION LINE*
*  NUMBER OF CONDUCTORS=3
*  TOTAL LINE LENGTH (METERS)=2.54000E-01
```

```
* L(1,  1)=1.38315E-06
* L(1,  2)=6.91573E-07
* L(2,  2)=1.10707E-06
* C(1,  1)=2.96949E-11
* C(1,  2)=-2.02619E-11
* C(2,  2)=4.05238E-11
.SUBCKT  MTL
+  101
+  102
+  201
+  202
V101 101 301
EC101 301 0 POLY (2)
+ (501, 0)
+ (502, 0)
+  0
+   9.999894E-01
+   -2.372106E-05
FC101 0 501 POLY (2)
+   V101
+   V102
+   0
+   9.999894E-01
+   5.000049E-01
V201 201 401
EC201 401 0 POLY (2)
+ (601, 0)
+ (602, 0)
+0
+  9.999894E-01
+  -2.372106E-05
FC201  0  601  POLY (2)
+V201
+V202
+0
+   9.999894E-01
+   5.000049E-01
V102 102 302
EC102 302 0 POLY(2)
+(501,0)
+(502,0)
+0
+  5.000049E-01
+  1.118027E+00
FC102 0 502 POLY(2)
+V101
+V102
+0
+  -2.372106E-05
```

```
+     1.118027E+00
V202 202 402
EC202 402 0 POLY(2)
+ (601,0)
+ (602,0)
+0
+     5.000049E-01
+     1.118027E+00
FC202 0 602 POLY(2)
+ V201
+ V202
+0
+    -2.372106E-05
+     1.118027E+00
T101 501 0  601 0  Z0=2.658983E+02  TD=1.321285E-09
T102 502 0  602 0  Z0=1.096490E+02  TD=1.410790E-09
.ENDS MTL
```

C.7　用于计算无耗多导体传输线的集总参数π型SPICE（PSPICE）子电路的SPICELPI.FOR

要求的输入文件：SPICELPI.IN, PUL.DAT

输出文件：SPICELPI.OUT

本代码实现了9.5节介绍的无耗多导体传输线的集中参数π型SPICE（PSPICE）子电路。程序读取：（1）导体的总数，和（2）来自输入文件SPICELPI. IN的传输线总长度。同样从文件PUL.DAT中读取单位长度电感矩阵和电容矩阵L和C。文件PUL.DAT通过前面的一个程序来计算规定传输线的横截面结构。代码随后构造了如9.5节所介绍的集中参数π型近似电路模型。然后用户通过连接终端传输线和提供计算、输出代码，将该子电路模型嵌入SPICE（PSPICE）程序中，如图9-47所示。子电路模型具有附加节点，如图C-8所示。对于在$z=0$处的导体节点1，2，…，n，标记为101，102，…，10n，在$z=L$处的导体节点标记为201，202，…，20n，如图C-8所示。 956

下面是适用于9.6.2节中的问题的输入文件SPICELPI.IN，如图9-51所示：

```
3          =Total  Number of  Conductors (N+1)
0.254      =Total Line Length(m)
```

单位长度参数矩阵由前面的代码PCB.FOR生成，并存储在PUL.DAT中。输出文件在SPICELPI.OUT中，是SPICE的子电路模型：

```
*SUBCIRCUIT MODEL OF A MULTICONDUCTOR TRANSMISSION LINE*
*LUMPED-PI APPROXIMATE STRUCTURE*
*  TOTAL NUMBER OF CONDUCTORS=  3
*  TOTAL LINE LENGTH (METERS)=2.54000E-01
*  L(1,   1)=1.38315E-06
*  L(1,   2)=6.91573E-07
*  L(2,   2)=1.10707E-06
*  C(1,   1)=2.96949E-11
```

```
*    C(1,  2)=-2.02619E-11
*    C(2,  2)=4.05238E-11
.SUBCKT  LPI
+101
+102
+201
+202
L101 101 201    3.51320E-07
C101 101 0      1.19799E-12
C201 201 0      1.19799E-12
L102 102 202     2.81196E-07
C102 102 0       2.57326E-12
C202 202 0       2.57326E-12
K101   L101   L102     5.58877E-01
CM101   101    102     2.57326E-12
CM201    201    202    2.57326E-12
.ENDS   LPI
```

附录D SPICE（PSPICE）指南

本附录是对SPICE或SPICE的个人计算机版本PSPICE的电路分析程序的简单总结。SPICE是集总参数电路分析仿真程序（simulation program with integrated-circuit emphasis）的首字母缩写。最初的SPICE计算机程序是为了分析复杂电路尤其是集成电路而开发的。它是20世纪70年代早期在加州大学伯克利分校开发的。因为它是在美国政府基金的支持下开发的，所以它不是私有的，可以免费地复制、使用、分发。我们将讨论最普遍的和广泛应用的使用FORTRAN编写的SPICE2 G6版本源代码。该程序适用于当时的大型计算机。20世纪80年代MicroSim公司开发了一种SPICE个人计算机版本，称为PSPICE。通过.PROBE函数，在绘制数据曲线中做了许多重要的修改。从那时起许多商业公司改进和开发了它们自己的个人计算机版本。但本质上，其核心是原始的SPICE代码。MicroSim公司的PSPICE版本利用OrCAD公司目前的Cadence设计系统获得。一种基于Windows的版本可以从www.orcad.com网站免费获得。最新的版本是名为OrCAD Capture的10.0版，该版本包含主要的PSPICE A/D仿真代码。OrCAD Capture程序在MicroSim版本中原名为Schematic。许多参考文献[1~5]详细介绍了SPICE和PSPICE的使用。

有两种输入和执行PSPICE程序的方法。第一种方法是这里介绍的直接法，利用ASCII码编辑器（PSPICE提供）输入程序。然后，这个文件利用程序的PSpice A/D部分运行，输出结果由文本编辑器校验。第二种方法是原理图法（现在叫Capture），由用户直接在屏幕上“画”出电路图，并执行程序。直接法通常是解决问题最快捷的方法。原理图（Capture）法有视觉上的优势，可以看出电路元件是否已经连接，但相比直接法，对于教科书上的简单问题，原理图法需要花费更多的时间，因为必须操作很多窗口和移动菜单。

一旦PSPICE程序安装到计算机上，以下就是告诉你如何输入程序，运行并检查输出结果。各种选项以下划线表示。下面我们将讨论MicroSim的版本8。存取PSPICE和输入数据的方法与OrCAD的版本10是类似的。尽管有很多方法可以完成这些操作，但最简单的方法还是利用Design Manager。为了加载该方法，你按如下顺序单击或选择下列各选项：

（1）Start；

（2）Programs；

（3）MicroSim Eval 8；

（4）Design Manager。

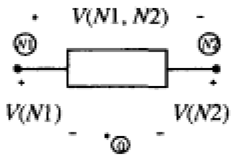
直接法利用PSPICE程序中TextEdit性能进行简单输入。输入和准备该程序，我们顺序选择以下部分：

（1）TextEdit（垂直工具栏左侧较低的按钮）；

（2）输入程序；
（3）以XXX.cir或者XXX.in的形式保存该程序，然后关闭；
（4）选择PSpice A/D（垂直工具栏左侧第二个按钮）；
（5）点击File，Open，选择前面存储的文件。程序将自动运行，输出结果将存储在XXX.out文件中；
（6）单击File，Run Probe画出波形；
（7）调入TextEdit程序，选择File，Open，XXX.out。检验输出结果，输出结果不必再加以说明。

D.1 产生SPICE或PSPICE程序

SPICE和PSPICE写出一个电路的节点电压方程[1]。其中一个节点，作为节点电压的参考节点，被指定为零节点。所有电路必须包含一个零节点。电路中的其他节点用数字或字母标记。例如，一个节点可以被标记为23，也可以标记为FRED。相对于参考（0）节点，节点电压为正值，表示为$V(N1)$，$V(N2)$等，如图D-1所示。任何SPICE或PSPICE程序的一般结构如下：



图D-1 SPICE（PSPICE）电路分析程序中的节点电压和元件电压符号

（1）标题；
（2）{电路描述；
（3）执行状态；
（4）输出状态；
（5）.结束。

960

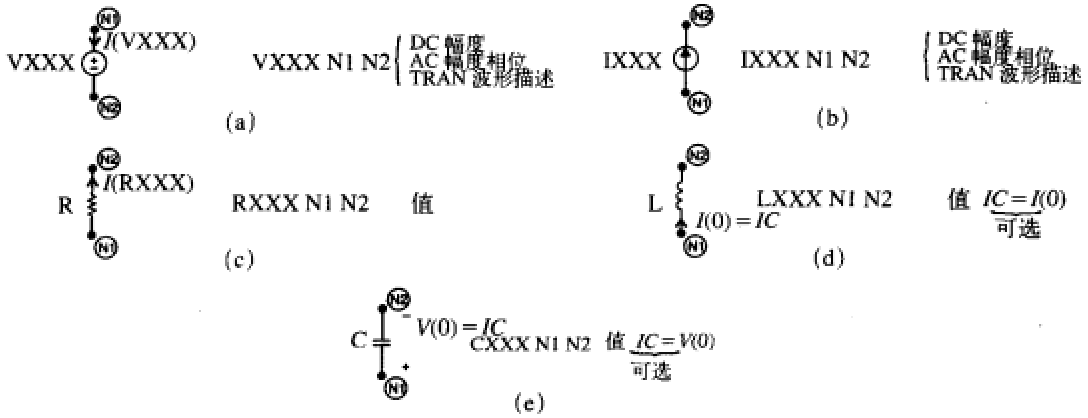
SPICE程序的第一行是标题，不被SPICE执行。标题仅仅写在输出结果和图形上。注释行以星号（*）开始，也不被程序执行。在下一行以加号（+）开头，表示继续上一行的内容。下面的程序行，电路描述，描述了电路元件及其元件值，并告诉SPICE怎样连接起来以组成电路。再下一行是执行行，告诉SPICE运行什么类型的分析：直流源（.DC），正弦稳态或相量分析（.AC），或者由暂态和稳态解法（.TRAN）组成的全时域分析。接下来是输出状态行，告诉SPICE所希望的输出。输出结果经..PRINT行打印成文件形式，或者经. PROBE画出曲线。最后，所有的程序在.END行结束。实际上，上述的（2）～（4）条在程序中允许以任何顺序出现，但程序必须以标题行开头，以.END行结束。

D.2 电路描述

电路的基本元件和它们的SPICE描述如图D-2所示。图D-2a说明了独立电压源。它以字母V开头，V后面接其他字母。例如，电压源可以被命名为VFRED。电压源连接在节点N1和N2之间。注意电压源在第一个节点处被假定为正是很重要的。流经电压源的电流被表示为I（VXXX），假设其从第一个节点流到最后一个节点。电压源的类型既可以是直流的，我们设置其直流幅度，也可以是正弦形式的，我们设置其交流幅度、相位（度）。一个时域波形可以由许多函数来描述，这些函数我们将在后面说明，是附加说明

（不带TRAN）。独立的电流源如图D-2b所示。电流源的命名以字母I开头，后面可接任何字母。例如，电流源可以被表示为ISAD。电流源的电流被假定为从第一个节点流到最后一个节点。电流源的类型与电压源相同。

961



（a）独立电压源；（b）独立电流源；（c）电阻器；（d）电感器；（e）电容器

图D-2　编码的约定

电阻如图D-2c所示，命名以字母R开头，例如RHAPPY。流经电阻器的电流被表示为I（RXXX），假设电流从第一个节点流到最后一个节点。SPICE不允许元件值为0。因此，0Ω电阻（短路）可以用1E−8（1×10^{-8}），或者其他任何合适的微小值来表示。类似的，开路可以被表示为一个值为1E8或者其他适当大的值的电阻，SPICE不允许无连接的“浮着的节点”，也就是没有连接的节点。SPICE也要求每个源都有直流通路接地。

962

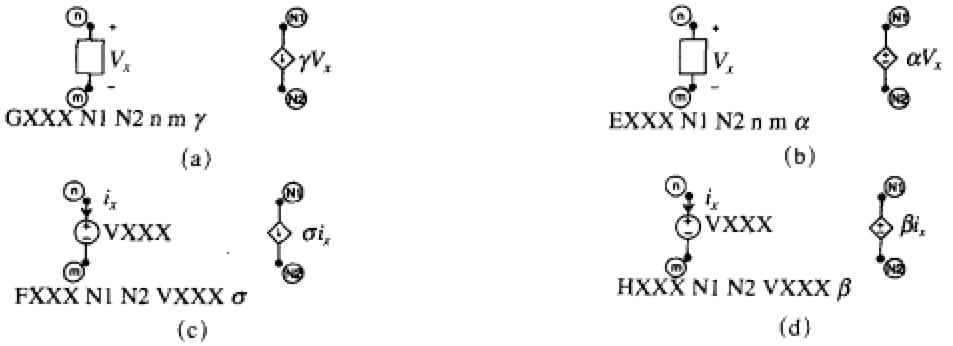
电感如图D-2d所示，被表示为字母L，如LTOM。通过电感的电流，和在$t=0^+$时的初始电感电流$I(0)$一样，被假定为从第一个节点流到最后一个节点。初始条件在叙述的末尾给出$IC=I(0)$。电容如图D-2e所示，被表示为字母C，例如CME。在$t=0^+$时电容两端的初始电压$V(0)$在叙述的末尾给定为$IC=V(0)$，在第一个节点处电压假定为正极性。

所有的数值被规定为以10为底的指数形式，例如$2\times10^{-5}=2E-5$，或使用标准的相乘系数和标准的工程符号。

相乘系数	SPICE 符号
10^{9}（giga）	G
10^{6}（mega）	MEG
10^{3}（kilo）	K
10^{-3}（milli）	M
10^{-6}（micro）	U
10^{-9}（nano）	N
10^{-12}（pico）	P

例如，1mΩ写成1MEG，1kΩ写成1K，3mH写成3M，5μF写成5U，2nH写成2N，7pF写成7P。一个3F电容不应该写成3F，因为F代表femto＝10^{-15}。SPICE不区分字母的大小写，因此，我们可以写成1meg、1k、3m、5n、2n和7p。

受控源的四种形式G、E、F、H及其说明如图D-3所示。元件电压和电流的极性遵从前面的规则，以第一个和最后一个节点的形式来描述。对于电流控制电源F或H，控制电流必须经过独立电压源。通常，我们插入一个0V电压源来采样电流。PSPICE的一些更新的版本允许电流流经任何元件作为控制电流。但是为了简单起见，总是插入一个0V电压源。



(a) 电压控制电流源；(b) 电压控制电压源；(c) 电流控制电流源；(d) 电流控制电压源

图D-3 编码的约定

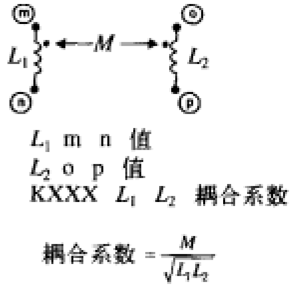
图D-4介绍了如何规定互感系数。首先，耦合的自感应系数前面已经规定了。互感应系数以耦合系数的形式来规定：

$$k=\frac{M}{\sqrt{L_1L_2}}$$

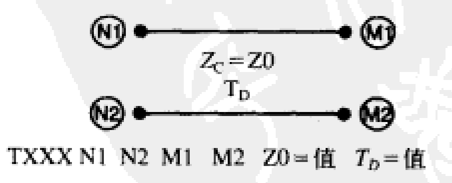
963

为了保持极性正确，定义自电感时原点必须是第一个节点；否则需要规定负耦合系数。

图D-5说明了最后一个重要元件，传输线（无耗），我们将在第4章和第9章中广泛使用。有很多方法来说明传输线的重要参数，但图D-5中所示的是应用最为广泛的方法，详细说明了传输线的特性阻抗和单向时延。



图D-4 适用于两耦合电感之间的互感系数的编码约定



图D-5 适用于双导体无耗传输线的编码约定

图D-6说明了怎样规定重要的时域波形。图D-6a说明了PWL（分段线性）波形，该波形相对应的两个点之间由直线画出，由波形的时域位置和它们的值所规定。观察由该函数得到的最后的规定值，如图中的V4。

964

图D-6b说明了周期脉冲波形。函数规定了周期为PER（其倒数是波形的基频）的周

期性重复梯形波。注意脉冲宽度P_W，不是规定为习惯上的脉冲的50%两点之间的宽度。

正弦函数规定为：

```
SIN(V0 Va [[Freq [[Td [[Df  [[Phase]]]]]]]])
```

给出波形：

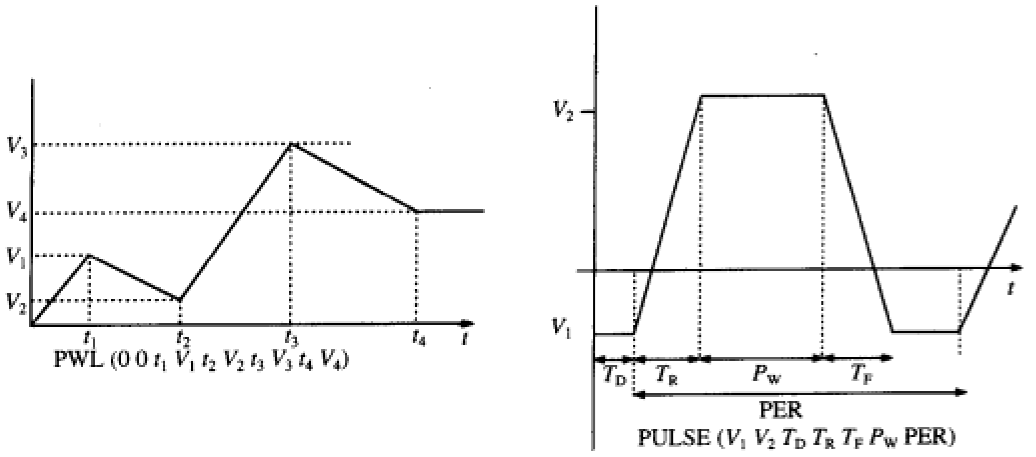
$$x(t) = V0 + Va\sin\left(2\pi\left(Freq(time - Td) + \frac{Phase}{360}\right)\right)e^{-(time-Td)Df}$$

因此，规定一般的正弦波形为：

$$x(t) = A\sin(n\omega_0 t + \theta)$$

965　我们写成：

```
SIN (0 A  nf 0 0 θ)
```



(a)　　　　　　　　　　(b)

(a) 分段线形波形；(b) 脉冲源波形（周期性）

图D-6　适用于重要的源波形的编码约定

D.3　执行语句

有三种类型的求解：直流、正弦稳态或相量，还有全时域求解（尽管其包含暂态和稳态解部分，但称其为暂态解）。

直流求解规定为：

```
.DC V,IXXX start_value end_value increment
```

其中V, IXXX是电路中直流电压源或电流源的名字，其值是变化的。例如，直流电压源VFRED的值从1V扫到10V，步进为2V，求解每一个电源值时的电路，我们写为：

```
.DC VFRED 1 10 2
```

如果任何电源值都没有期望的扫描，我们简单地选择电路中的一个直流电压源，重复其实际电压值从5V到5V，使用任意的非零步进。

例如：

```
.DC  VFRED  5  5  1
```

正弦稳态或相量求解规定为：

```
.AC  {LIN,DEC,OCT} points start_frequency end_frequency
```

其中LIN代表从起始频率到终止频率的线性扫频，points是频点的总数。DEC代表对数扫频，频率从起始频率到终止频率以对数形式扫频，points是每10倍频中频点的数目。OCT是8个一组的对数扫频，points是每组中频点的数目。

时域求解规定为：

```
.TRAN  print_step  end_time  [no_print_time
[step_ceiling]]  [UIC]
```

966~967

SPICE通过将时间变量离散以bootstrapping的方式求解电路的时域微分方程。第一步print_step，当要求输出结果时起主要作用。假设在求解过程中每隔2ms进行离散。我们可能不需要看到（由.PRINT行生成的输出结果）每隔2ms的输出结果，而是需要看到每隔5ms的输出结果。因此，我们可以设置print_step为5M。end_time是得到结果的最终时间。剩下的参数是可选择的。分析总是从$t=0$开始。但我们可能不希望看到结果的打印输出（由.PRINT行生成的输出结果），直到一段时间之后。如果这样的话，我们将在开始时设置no_print_time。SPICE和PSPICE有复杂的算法来确定微分方程离散化的最小步长，以得到有效的求解结果。缺省的最大步长是end_time/50。然而，有一些情况，我们希望步长小于SPICE允许的步长，以增加求解的精度。当我们使用SPICE分析传输线（见第4章和第9章）时，这是经常遇到的情况。step_ceiling是将使用最大的时间步长。尽管这样需要更长的运行时间，但有些情况我们需要这样做以达到所需要的精度。最后一条UIC意味着SPICE利用IC=command程序行在元件上规定的初始电容电压或电感电流。在暂态分析中，SPICE将计算初始条件。如果要求其他一些初始条件，那么我们应该在.TRAN行中设置这些初始条件，并且规定UIC。例如：

```
.TRAN 0.1N  20N  0  0.01N
```

将要求SPICE从0到20ns去进行一个时域（暂态）分析，每0.1ns打印出一个结果，在$t=0$时开始打印输出文件，时间离散步长不超过0.01ns。

D.4 输出语句

输出状态或者以.PRINT命令打印出文件，或者以.PROBE命令画出任何波形的图形。该.PRINT命令根据正在运行的分析类型，有三种形式。对于一个直流分解：

```
.PRINT DC V(X)  I(R)
```

打印相对于参考节点的节点X的直流电压结果和打印流经电阻R（在说明电阻R的程序行中，定义为从第一个节点流向最后一个节点）的直流电流结果$I(R)$。对于正弦稳态分析（相量法）：

```
.PRINT  AC  VM (NI)  VP (NI)  IM (RFRED)  IP (RFRED)
```

打印节点电压和电流的幅度和相位，节点NI的节点电压的幅度和相位分别是*VM*(NI)和*VP*(NI)。对于通过电阻RFRED的电流，幅度是*IM*(RFRED)，相位是*IP*(RFRED)。对于时域或所谓的暂态分析的打印命令为：

```
.PRINT  TRAN V (NI)  I (RFRED)
```

968

在所有打印结果的时间点上，打印相对于参考节点的节点NI的节点电压和通过电阻

RFRED的电流（在说明电阻RFRED的程序中定义电流从第1个节点流向最后一个节点）。

另外，.FOUR程序行是用来计算（单边）复指数形式的傅里叶级数（幅度和相位）的展开系数：

```
.FOUR  f0  [output_variable(s)]
```

.FOUR 命令仅用于a.TRAN分析中。被分析的周期性波形的基频被表示为$f_0=1/T$，其中T是波形的周期。Output_variable(s)是期望的被分析的电压或电流波形，例如$V(2)$，$I(\mathrm{R1})$。相位是有关级数的正弦形式：

$$x(t)=c_0+\sum_{n=1}^{\infty}2|c_n|\sin(n\omega_0 t+\angle c_n+90^\circ) \tag{3.19b}$$

因此，当比较手动计算的和由.FOUR计算的系数 $c_n=|c_n|\angle c_n$ 时，手动计算的相位必须加上90°。在使用.FOUR命令时有一个重要考虑，分析给出傅里叶展开系数的波形部分，是求解时间为一个周期长度$1/f_0=\mathrm{T}$的最后一部分。换句话说，SPICE从end_time $-[1/f_0]$和end_time之间的波形来求解系数。因此，在.TRAN命令中的end_time应至少为一个周期。在求解过程的开始时刻有暂态部分的情况下，我们想求稳态解的傅里叶系数，我们进行分析时应持续几个周期，以确保解已经进入稳态。例如，考虑一个周期为2ns或者说基频为500MHz的输入信号。节点4的输出电压也将具有周期性，但具有5倍时间常数，即5ns的瞬态过程。下面的命令用来获得节点4上的节点电压的稳态响应的傅里叶系数：

```
.TRAN   0.1N 20N
.FOUR   500MEG   V(4)
```

这将计算节点4从$t=0$到$t=20$ns的电压波形。既然周期（500MHz的倒数）为2ns，波形从18到20ns的部分将用来计算波形的傅里叶系数。如果我们想计算包含暂态的波形初始部分的傅里叶系数，我们将规定：

969

```
.TRAN 0.1N 2N
```

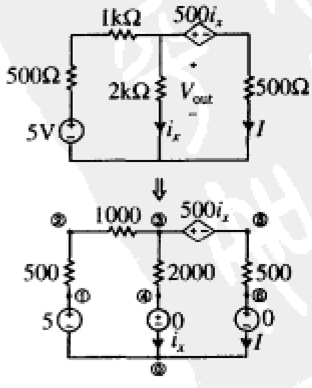
仅运行一个周期。

如果输入文件命名为XXXX.IN或XXXX.CIR，那么所有的打印输出程序行直接指的是文件XXXX.OUT。能画出波形是PSPICE相对于最初的SPICE的最大进展。画图功能可以通过简单的设置.PROBE命令行来调用。没有要求额外的参数。PSPICE存储所有求解时间点上的变量，等待用户规定用哪一个进行画图。

D.5　示例

在本简要指南中，我们说明了基本要求，用户可用它来解决绝大部分的电路分析问题。我们尽量回避细节，不去说明所有可能的选项以简化学习。然而，有无数的选项能简化许多计算，读者应查阅参考文献。

例D.1　利用PSPICE计算如图D-7所示电路中的电压V_{out}和电流I。



图D-7　例D.1

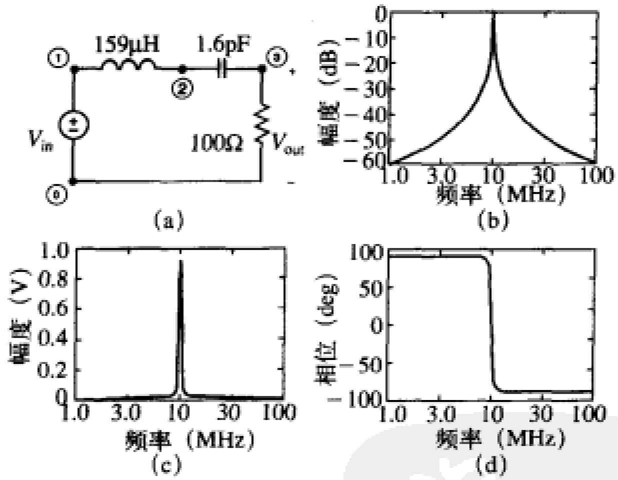
解：具有节点标记的PSPICE编码图如图D-7所示。输入0V电压源以采样电流i_x和I。PSPICE

970

程序如下：

```
EXAMPLE D.1
VS    1   0   DC   5
R1    1   2   500
R2    2   3   1K
R3    3   4   2K
VTEST1   4   0   DC   0
HSOURCE 3   5   VTEST1   500
R4    5   6   500
VTEST2   6   0   DC   0
.DC VS   5   5   1
*THE  CURRENT  I  IS  I(VTEST2)  AND  THE  VOLTAGE   VOUT   IS
+V(3)   OR   V(3,4)
.PRINT   DC   V(3)   I(VTEST2)
.END
```

结果为$I=I$（VTEST2）$=1.875E-3$和电压$v_{out}=V$（3）$=2.858E0$。



图D-8 例D.2

例D.2 利用PSPICE画出如图D-8a所示的带通滤波器的频率响应。

解：在电路图上将标记节点，PSPICE程序为：

```
EXAMPLE  D.2
VS   1   0   AC   1   0
RES   3   0   100
LIND   1   2    159U
CAP  2   3   1.6P
.AC DEC 50 1MEG 100MEG
.PROBE
*THE MAGNITUDE  OF  THE OUTPUT  IS VM(3)  AND  THE  PHASE
+IS  VP(3)
.END
```

以分贝为单位的电压幅度如图D-8b所示，使用VDB（3）意味着：

$VDB(3)=20\log_{10}VM(3)$

图D-8c说明如果我们只要得到VM（3）就能求得：带外高度压缩的数据。相位曲线如图D-8d所示。谐振频率是10MHz。低于谐振频率时的相位是+90°，因为在此频率范围内电容起主导作用。高于谐振频率时的相位是−90°，因为在此频率范围内电感起

主导作用。这证实了第5章所讨论的一系列谐振电路的重要特性。

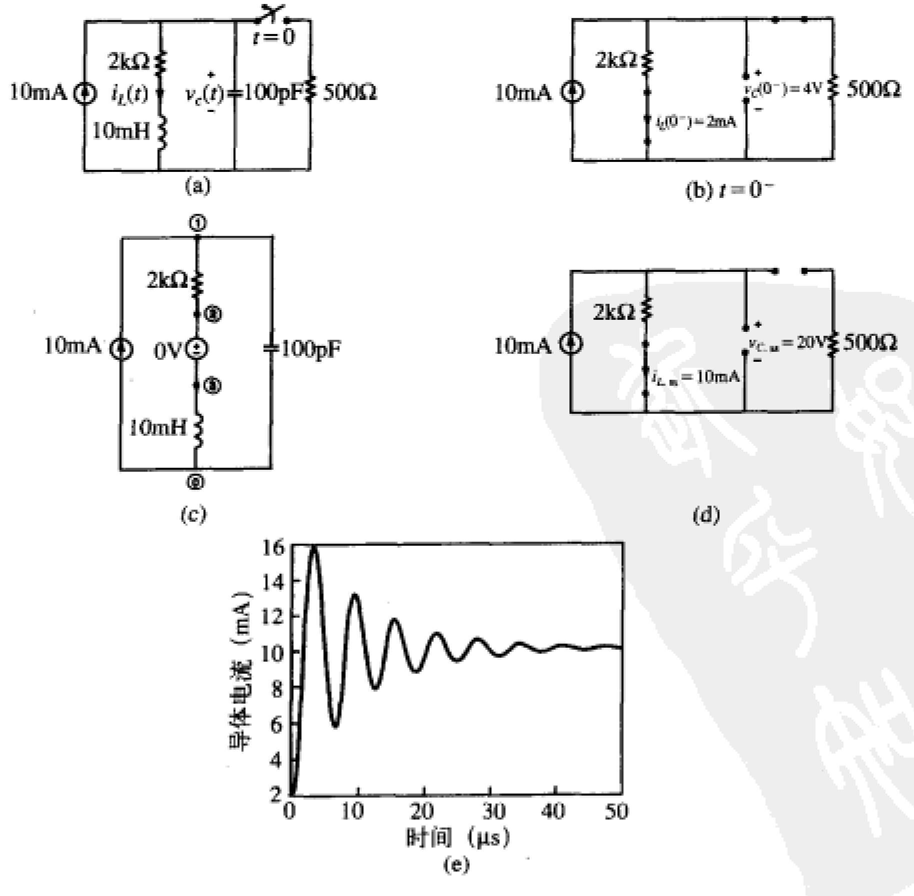
例D.3　利用PSPICE画出如图D-9a所示的电路中t>0时的电感电流。在开关打开之前，$t=0^-$时的电路如图D-9b所示，由此我们计算电容的初始电压为4V，电感的初始电流为2mA。标有节点号的PSPICE图如图D-9c所示，PSPICE程序是：

972

```
EXAMPLE D.3
IS 0 1 DC 10M
R 1 2 2K
VTEST 2 3
L 3 0 10M IC=2M
C 1 0 100P IC=4
.TRAN .05U  50U 0  .05U  UIC
*THE INDUCTOR  CURRENT IS I(VTEST)  OR  I(L)
.PROBE
.END
```

我们已经选择求解50μs的电路输出，使PSPICE使用小于0.05μs的时间步长和给定的电感和电容的初始条件。利用.PROBE画出输出结果如图D-9e所示。结果开始于2mA初始电感电流，最后集中于10mA的稳态值，稳态值可通过在t>0时的电路中用短路代替电感、开路代替电容的方法来验证，如图D-9d所示。

973



图D-9　例D.3

参考文献

1. C. R. Paul, *Fundamentals of Electric Circuit Analysis*, Wiley, New York, 2001.
2. P. W. Tuinenga, *SPICE: A Guide to Simulation and Analysis Using PSPICE*, 3rd ed., Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1995.
3. A. Vladimirescu, *The SPICE Book*, Wiley, New York, 1994.
4. R. Conant, *Engineering Circuit Analysis with PSpice and Probe*, McGraw-Hill, 1993.
5. J. W. Nilsson and S. A. Riedel, *Introduction to PSpice Manual for Electric Circuits Using OrCad Release 9.1*, 4th ed., Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 2000.

974

索 引

索引中的页码为英文原书页码，与本书中页边标注的页码一致。

D

E

F

G

Q

T

U

V

W

X

Introduction to Electromagnetic Compatibility
(Second Edition)

电磁兼容导论（第2版）

电磁兼容“圣经”最新版！

“本书堪称完美。作者用简练的语言阐释了所有的EMC相关理论。这种在EMC领域运筹帷幄的能力是旁人无法企及的！”

—— Amazon.com

“Paul的著作是我可以毫无保留地推荐的唯一一本EMC图书。”

—— Colin Brench, HP公司

本书是一部里程碑式的著作，广受高校师生和业界工程师的盛赞。书中全面阐述了EMC的基本原理及其应用，突出了实际设计方法，并非常精炼地概述了EMC所涉及的其他领域理论，内容全面、通俗易懂，很好地结合了理论与实践。

本书在第1版的基础上进行了大幅度的修订，以反映十多年来电磁兼容领域的进展，以及各国相关法律和规章的重大修订。比较重要的修改包括：

- 强调计算机的应用，除了在EMC分析中始终使用PSPICE进行仿真之外，还给出了许多C和FORTRAN源程序
- 新增了信号完整性设计方法的内容，突出了PCB设计中的EMC问题，完全重写了EMC系统设计和串扰等章节
- 给出了大量计算例子和复习题，告诉读者怎样求解重要的EMC问题，培养读者的求解技能
- 新增多个附录，包括电路相量分析、PSPICE教程、多导线传输线串扰等内容

本书既可作为高等院校相关专业电磁兼容课程教材，也可供电磁兼容设计开发人员参考。

Clayton R. Paul 国际电磁学界权威，IEEE会士，2005年IEEE电磁兼容奖得主。他是在大学开设电磁兼容课程的先驱；现为美国Mercer大学教授，曾在肯塔基大学任教多年。他对系统间电缆干扰的建模与量化研究成为当今估算和抑制电线电缆EMI方法的基础，并因此史无前例地两次获得IEEE电磁兼容学会Richard Stoddard奖。他曾发表200余篇颇具影响力的技术论文，著有15本著作。



WILEY
www.wiley.com

本书相关信息请访问：图灵网站 http://www.turingbook.com
读者/作者热线：(010) 88593802
反馈/投稿/推荐信箱：contact@turingbook.com

分类建议 电子电气/电磁兼容

人民邮电出版社网址 www.ptpress.com.cn

ISBN 978-7-115-16251-9
9 787115 162519 >
ISBN 978-7-115-16251-9/TN
定价：99.00 元